ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 JUIN 1929.

PRÉSIDENCE DE M. Louis MANGIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Pieter Zeeman**, professeur à l'Université d'Amsterdam, et à M. **Blas Cabrera**, professeur à l'Université de Madrid, Correspondants de l'Académie pour la Section de Physique; à M. **Tanakadaté**, professeur à l'Université de Tokyo, et à M. **Dutoit**, professeur à l'Université de Lausanne, qui assistent à la séance.

CHIMIE PATHOLOGIQUE. — *L'élimination chlorurique dans les maladies aiguës et ses rapports avec l'équilibre acido-basique.* Note [1] de MM. **Ch. Achard** et **M. Enachesco.**

On sait que dans les maladies aiguës et cycliques, la guérison s'accompagne de crises urinaires dont la crise chlorurique est la principale et survient la dernière [2]. La théorie qui invoquait, pour expliquer la succession des crises urinaires, une perméabilité dissociée du rein aux diverses substances ne paraît plus défendable. Mais les travaux de Hendérson sur le rôle du chlorure de sodium dans l'équilibre acido-basique du sang et sur les mutations de l'ion chlore entre le plasma et les globules ont orienté les recherches dans une voie nouvelle.

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) Ch. Achard, *Mécanisme régulateur de la composition du sang* (*Presse médicale*, 11 septembre 1901, p. 133). — Ch. Achard et Ch. Laubry, *Contrib. à l'étude des crises chloruriques dans les maladies aiguës* (*Bull. et Mém. de la Soc. Méd. des hôpit. de Paris*, 3e série, 19, 20 juin 1902, p. 587).

Nous avons étudié, dans des cas d'angine aiguë et de pneumonie, la réserve alcaline du sang, le pH des urines et l'élimination chlorurique.

Il ressort de nos observations que, dans les cas terminés par la guérison, la réserve alcaline, abaissée pendant la maladie, s'élève habituellement dès avant la fin de la fièvre. Elle peut dépasser la normale. Cette élévation ne se produit quelquefois qu'à la défervescence ou même après.

Le pH urinaire, constamment acide et abaissé pendant la période fébrile, ne se relève le plus souvent vers l'alcalinité qu'après la défervescence.

La chlorurie, toujours très basse pendant la fièvre, ne remonte aussi, en général, que quelques jours après la défervescence.

Les varations du pH et de la chlorurie se font simultanément dans le même sens.

Dans deux cas d'érysipèle, dont l'un compliquait une pneumonie et dans lesquels nous n'avons pu suivre toute l'évolution de la maladie, nous avons vu la réserve alcaline monter alors que l'urine restait très acide et pauvre en chlorures.

Dans deux cas de pleurésie et un de tuberculose broncho-pneumonique où l'évolution était irrégulière, la réserve alcaline est descendue au-dessous de la normale, le pH et la chlorurie ont oscillé parallèlement en s'abaissant.

Chez un malade atteint de colique de plomb, maladie aiguë, mais apyrétique, nous avons vu la réserve alcaline baisser un peu et le pH urinaire se relever ainsi que l'élimination du chlore.

Enfin, dans deux cas de pneumonie mortelle, c'est un abaissement général de la réserve alcaline, du pH et de la chlorurie que nous avons constaté.

En somme, ces variations humorales reflètent assez bien la marche des maladies, ce qui était déjà bien connu pour la chlorurie.

De plus, elles permettent de penser qu'il y a dans la phase d'état des maladies aiguës une tendance à l'acidose qui prend fin à la défervescence ou au début de la convalescence. La réserve alcaline, diminuée pendant la maladie, est déjà reconstituée quand les urines parviennent à l'alcalinité.

On sait, depuis les travaux de Hamburger et de Van Slyke que l'acidose provoque un passage de chlore plasmatique dans les globules et tissus et que l'alcalose inversement donne lieu au retour de chlore globulaire dans le plasma. Ces déplacements pourraient donc expliquer le relèvement de la chlorurie au moment où les urines deviennent alcalines.

Il est difficile de suivre dans le sang ces déplacements du chlore, parce que les variations de son taux n'ont pas grande amplitude et que son élimination est rapide dès qu'il s'élève un peu dans le plasma. Toutefois les

recherches que nous avons faites chez plusieurs malades nous ont montré que, à la période fébrile avec acidose, urine acide et réserve alcaline abaissée, le chlore du plasma était au-dessous de la normale qui est de 3g,60 pour 1000, et que, d'une façon générale, le chlore du plasma subissait des variations de même sens que le chlore urinaire. Dans les deux cas mortels de pneumonie, il a diminué graduellement.

De plus, il est encore une autre constatation favorable à cette interprétation de la crise chlorurique déclenchée par le retour de chlore des tissus dans le plasma. On sait que, d'après les expériences de Feuillié ([1]), l'introduction d'une certaine quantité de chlorure de sodium dans le sang provoque une carbonaturie abondante. Or nous avons constaté, chez une malade atteinte de congestion pulmonaire à forme de spléno-pneumonie, que la teneur de l'urine en carbonates augmentait quand se produisaient le relèvement du pH et la crise chlorurique. Dans un cas d'angine, le tracé du chlore plasmatique semblait calqué sur celui de la teneur de l'urine (examinée sur un échantillon frais du matin) en carbonates.

Ce n'est pas seulement dans les maladies aiguës que surviennent des crises chloruriques. Il en est qui accompagnent la résorption des hydropisies. Or, dans ces dernières, la débâcle de chlore peut être indépendante des variations de l'équilibre acido-basique des humeurs.

Chez une femme cardiaque et hydropique, qui résorba ses épanchements séreux, nous avons trouvé la réserve alcaline un peu supérieure à la normale et le pH urinaire d'abord un peu au-dessous puis un peu au-dessus de la neutralité, et la débâcle chlorurique s'accompagna d'une forte diurèse de 3 à 4l par jour. Il n'y avait pas d'acidose, le chlore du plasma sanguin était voisin de la normale (3g,36 à 3g,43). L'augmentation de l'élimination chlorurique venait de ce que l'eau salée, accumulée dans les cavités lacunaires, se résorbait et passait dans le plasma sanguin, sans les déplacements isolés de l'ion chlore qui accompagnent les fluctuations un peu étendues et vraiment pathologiques de l'équilibre acido-basique.

([1]) E. Feuillié, *Le dédoublement ionique des chlorures alcalins dans l'organisme* (*C. R. de la Soc. de Biol.*, 81, 9 novembre 1918, p. 947).

PHYSIQUE INDUSTRIELLE. — *Sur l'utilisation de l'énergie thermique des mers.* Note (¹) de M. **Georges Claude.**

J'ai précédemment signalé à l'Académie que Campbell, puis Dornig et Boggia nous ont précédés, M. Boucherot et moi, dans notre idée d'utiliser mécaniquement l'énergie thermique des mers tropicales, mais qu'au lieu d'employer comme fluide moteur, comme nous en avons établi la possibilité, la vapeur d'eau elle-même, ils estimaient nécessaire l'emploi des gaz liquéfiés. Une antériorité plus curieuse existe sur ce point, dont je n'ai eu connaissance qu'il y a quelques jours.

Voici en effet ce qu'on peut lire dans la *Revue scientifique* du 17 septembre 1881 :

. . . .

Supposons que nous mettions une chaudière à vapeur dans l'eau du puits de Grenelle, qui est à 30°, je crois. Mettons, d'autre part, le condenseur de la machine en rapport avec l'eau de la ville, qui a une température moyenne de 15°, la chute de chaleur est de 15°.

Garnissons la chaudière avec de l'acide sulfureux liquide ou tout autre gaz liquéfié. Je prends l'acide sulfureux parce qu'on le produit industriellement et qu'il n'attaque pas du tout les organes d'une machine, témoins les appareils Raoul Pictet.

Dans la chaudière, l'acide sulfureux aura une tension égale à 343^{cm} de mercure; cette tension sera seulement de $206^{cm},5$ dans le condenseur, d'après les mesures de Regnault. La différence de pression sera donc de $136^{cm},5$ de mercure; elle serait de :

170^{cm}	avec	l'oxyde de méthyle,
181	»	le chlorure de méthyle,
328	»	l'ammoniaque,
550	»	l'hydrogène sulfuré,
1645	»	l'acide carbonique,
1390	»	le protoxyde d'azote.

Mais conservons l'acide sulfureux pour ne pas avoir de pression exagérée et rester dans les limites de la pratique. Ce gaz liquéfié ne possède en effet à 30° qu'une tension effective de $3^{atm},5$, ce qui permet de se servir de chaudières ordinaires.

Nous avons ainsi dans la chaudière une pression continuelle et *utilisable* de près de 2^{atm} qui ne nous coûte rien.

Mais la nature réalise-t-elle fréquemment ces conditions? Certes les sources chaudes

(¹) Séance du 27 mai 1929.

ne manquent pas, mais nous avons encore d'autres mines de chaleur sous forme de calories négatives; je veux parler de la neige et des glaciers.

Nous pouvons mettre notre condenseur dans un glacier et plonger la chaudière dans une rivière à 15°. Nous aurons encore une chute de chaleur de 15°. Notez bien que la condensation peut se faire à une grande distance de la machine, à l'aide d'un tube incliné suivant la pente de la montagne et qui ramènerait le gaz liquéfié auprès de la machine.

L'idéal serait de mettre la chaudière dans les mers équatoriales et le condenseur aux pôles.

Mais point n'est besoin de faire un si long trajet; nous savons en effet que, même à l'équateur, le fond de la mer est à 4° centigrades. Il suffirait donc de placer la chaudière à la surface de l'eau et le condenseur à un millier de mètres au-dessous, pour trouver une différence de température suffisante.

. . . .

Or l'Académie apprendra avec intérêt que le signataire de ces lignes si intéressantes, surtout étant donnée l'époque où elles furent écrites, que l'auteur incontestable, donc, de l'idée d'utiliser *mécaniquement* l'énergie thermique des mers, c'est notre grand confrère d'Arsonval, précédé seulement, mais dans un autre ordre d'idées, par l'auteur de *Vingt mille lieues sous les mers*, publié, comme on sait, en 1868.

On admirera sans doute qu'à un demi-siècle de distance aient pu se rencontrer ainsi sur une pareille question, le premier pour la concevoir, le second pour la réaliser, le maître aux idées si nombreuses qu'il a fallu qu'on lui rappelle celle-là — et le disciple qui lui doit tant!...

M. **Léon Guillet**, en remerciant l'Académie de la part qu'elle a bien voulu prendre aux Fêtes du Centenaire de l'École Centrale des Arts et Manufactures, lui offre l'ouvrage qu'il vient de publier à ce sujet : *Cent ans de la Vie de l'École Centrale des Arts et Manufactures*.

Il attire l'attention de l'Académie sur la Notice des différents membres de l'Institut, qui se trouve dans ce livre.

BIOLOGIE GÉNÉRALE. — *La condition physiologique des stéréomitoses mâles et femelles sur les œufs immatures d'Anoures*, Note [1] de M. E. Bataillon.

J'ai posé en 1910 [2] un parallélisme théorique entre la mitose maturatrice des Batraciens bloquée en métaphase et les cinèses embryonnaires d'*Ascaris* fixées au même stade par l'eau carboniquée.

Plus récemment [3], il a été établi que des œufs d'*Hyla*, déjà munis de leur deuxième mitose polaire, se prêtent à l'envahissement polyspermique sans orientation ni réaction d'aucune sorte. Inaltéré pendant plus de trois jours, ce *matériel immature* montre nettement les traces pigmentées des spermies. La cinèse femelle est restée inerte; et les noyaux mâles sont arrivés, par la même voie qu'elle, à des figures anastrales figées, normales à la surface, vrais simulacres de mitoses maturatrices.

Poursuivant cette analyse sur des types d'œufs où les piqûres spermatiques se voient bien, je puis étayer mon hypothèse d'il y a vingt ans sur des faits autrement significatifs qu'une simple comparaison avec le cas de l'*Ascaris*.

Un stock de *Pelodyte* se comporte à la fécondation exactement comme celui d'*Hyla* décrit l'an dernier : un tiers des œufs au maximum sont descendus. La polyspermie est intense et le blocage se montre encore avec la même allure. Mais nous nous assurons que *sa condition est très labile*. Il suffit aux œufs vierges d'un séjour préalable de 5 ou 6 heures en chambre humide pour que la monospermie devienne uniforme et le développement régulier.

Qu'y a-t-il donc de changé au cours de ces quelques heures? C'est ici que mon hypothèse intervient avec l'expérimentation sur les œufs mûrs d'*Hyla arborea*.

Ces opérations, maintes fois répétées, comportent trois temps :

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) E. Bataillon, *Le problème de la Fécondation circonscrit par l'imprégnation sans amphimixie et la parthénogenèse traumatique* (*Arch. de Zool. expérimentale* 5e série, 4, 1910, p. 116 à 118).

(3) E. Bataillon, *Études analytiques sur la maturation des œufs de Batraciens* (*Comptes rendus*, 187, 1928, p. 520). Le tableau de ces mitoses est donné dans un Mémoire sous presse [E. Bataillon, *Études cytologiques et expérimentales sur les œufs immatures de Batraciens* (*W. Roux', Archiv f. Entw-mech.*, 117, 1929, p. 146 à 178)].

1° Imprégner les œufs mûrs de gaz carbonique;

2° Extraire ensuite CO^2 de ces mêmes œufs fixés sur lames en les renversant soit sur une lessive, soit sur des pastilles de potasse ou de soude;

3° Imprégner à nouveau le matériel de CO^2.

A chaque temps intervient le contrôle par la fécondation.

A titre d'exemple, voici le cas d'un stock d'*Hyla* complètement descendu et dont tous les œufs sont reconnus parfaitement mûrs.

Ces œufs, on les étale à sec en une seule couche sur une série de lames porte-objet. Les lames passent successivement, et toujours à sec : 2 heures dans un courant de gaz carbonique; puis 2 heures 45 minutes dans une enceinte close sur la soude à N/5; enfin à nouveau, 2 heures dans le courant de CO^2.

Deux lames sont prélevées à chaque passage et immergées dans le sperme.

Les deux premières (fin du premier séjour dans CO^2) nous donnent le blocage uniforme, la polyspermie, et, à l'étude cytologique, le tableau connu des mitoses anastrales figées (fixations effectuées 8 heures, et 20 heures après la fécondation).

Sur les deux suivantes (après extraction de CO^2 au contact de la soude), nous revenons à la monospermie et à l'embryogenèse normales.

Enfin, après le troisième traitement (réimprégnation au gaz carbonique) c'est à nouveau l'inertie et le cortège des mitoses mâles pseudo-polaires (fixation 13 heures après fécondation).

Glissons sur les tâtonnements inévitables. Le passage par CO^2 ne durera pas moins de 2 à 3 heures. Au deuxième traitement, une lame garnie d'œufs carboniqués renversée sur un verre de montre portant une pastille de potasse (en chambre humide) donnera la monospermie après 30 minutes, alors que, sans alcali, l'épuration exigerait 5 ou 6 heures.

Donc, *sur des stocks que des essais préalables ont révélés uniformément monospermiques et aptes à donner des cultures d'une perfection idéale, on peut, à volonté, provoquer l'inhibition de l'activation, la supprimer et la rétablir à nouveau.*

Point n'est besoin, pour observer les processus remarquables précédemment décrits, de rechercher un état d'immaturité dont les signes sont toujours aléatoires. Le retour des œufs mûrs à l'inertie antérieure s'obtient avec la plus grande facilité; et quiconque s'intéressera à ces expériences pourra les répéter avec succès.

Rapprochons ces faits expérimentaux du dégagement important de CO^2 qui se produit en 2 ou 3 heures sur les œufs extraits des conduits (Bialaszewicz et Bielowski); et nous conclurons logiquement que *la condition maniée dans nos opérations sur les œufs mûrs est bien la même qui écarte l'activation et commande la polyspermie chez les œufs immatures.*

Quant au tableau impressionnant des stéréomitoses polarisées, identique dans les deux cas, il rappelle le blocage expérimental des cinèses embryon-

naires d'Ascaris. *L'arrêt en prophase avancée ou en métaphase semble relever du même facteur qui inhibe l'activation.*

Restent l'histoire, la forme et l'orientation si spéciales de ces figures cinétiques; reste aussi le fait que ces figures demeurent figées sur les œufs d'Anoures inactivés, même au 3e jour, alors que celles de l'ébauche d'*Ascaris* sont débloquées au retour du milieu normal. D'autres conditions interviennent certainement ici, conséquences de l'imprégnation polyspermique sans réaction. Leur analyse sortirait des limites d'un exposé de faits.

En tout cas, *l'hypothèse émise en* 1910 *paraît appuyée sur des expériences concluantes et sur des symptômes cytologiques d'une remarquable constance.*

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Académicien libre, en remplacement de M. le Maréchal *Foch*, décédé.

Au premier tour de scrutin, le nombre de votants étant 52,

M. Achille Le Bel	obtient........	39	suffrages
M. Armand de Gramont	»	8	»
M. Jacques Cavalier	»	4	»
M. Louis Martin	»	1	»

M. Achille Le Bel, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

PLIS CACHETÉS.

OPTIQUE APPLIQUÉE. — *Sur une méthode nouvelle pour l'étude en laboratoire des faisceaux des appareils optiques*, par M. André Blondel [1].

Jusqu'à présent, on a étudié la répartition de la lumière dans le faisceau des optiques de phares par des mesures photométriques exécutées à grande distance, au moins à 800m.

....

[1] Extrait littéral d'un pli cacheté reçu dans la séance du 16 février 1920, inscrit sous le n° 8731 et ouvert à la demande de l'auteur, le 6 mai 1929.

Nous avons pensé qu'il serait encore plus pratique pour les recherches courantes de pouvoir opérer directement en laboratoire par des artifices permettant de ramener cette mesure à ce qu'elle serait à grande distance [1].

En faisant tomber le faisceau sortant de l'optique sur une lentille mince de grand diamètre L ayant, par exemple, $2^m,20$ de diamètre et 30^m de longueur focale; en pratique, ce serait une lentille plan-convexe ayant un rayon de courbure de $15^m,90$ si elle est exécutée en verre de Saint-Gobain et une épaisseur de $3^{cm},8$ si le bord était complètement tranchant; en pratique, on porterait cette épaisseur à $4,5$ ou 5^{cm}.

Les rayons parallèles convergeront à une distance de 30^m environ, sur un diaphragme opaque percé d'un petit trou de 1 à 2^{mm} de diamètre qu'on placera sur l'axe optique de la lentille. La lumière passant par ce trou tombera sur l'objectif d'un microscope qui donnera de ce trou une image agrandie, dont l'éclat intrinsèque sera proportionnel à l'éclairement reçu sur le diagramme au centre du trou.

En faisant tourner l'optique autour de son axe d'angles successivement connus, on pourra déterminer pour chaque position l'éclairement reçu et tracer la caractéristique du faisceau en fonction des angles de déplacement, exactement comme si le faisceau était observé à l'infini. En effet, l'écran reçoit une tache lumineuse qui a la même composition de lumière que le faisceau, avec la seule différence que les dimensions en sont très réduites. Par exemple, si la divergence de la lumière à la sortie de l'optique est de $\frac{1}{10}$, la tache lumineuse produite par le faisceau à 1^{km} de distance aurait 100^m de diamètre; tandis qu'à la distance de 30^m choisie ici comme distance focale de la lentille, la tache aura 3^m; il sera facile de déterminer dans cette tache la position du plan focal correspondant à la zone horizontale de maximum d'éclairement et d'y placer le trou du diagramme.

. . . .

Dans l'exemple choisi, en supposant qu'on l'exécute en verre de Saint-Gobain, on obtient les résultats suivants : aberration longitudinale 168^{mm}, aberration transversale maxima $12^{mm},3$, aberration transversale minima $3^{mm},32$. En tenant compte des erreurs d'exécution, on n'atteindrait pas 10^{mm} pour le diamètre de la tache d'aberration correspondant à un

(1) Un artifice de ce genre a été employé déjà récemment par M. Jean Rey et décrit dans une Note qu'il a présentée à l'Académie des Sciences pour l'étude du faisceau du phare de la Galite (*Comptes rendus*, 170, 1920, p. 93). Malheureusement cette méthode ne convient que pour des optiques formées de miroirs, c'est-à-dire de surfaces continues, tandis que les optiques en verre sont formées d'anneaux discontinus, laissant entre eux des zones obscures par rapport à l'observateur.

faisceau théorique rigoureusement parallèle à l'axe de la lentille; l'aberration chromatique est bien plus importante : en la calculant comme pour un prisme au bord de la lentille et en admettant une variation d'indice de réfraction $dn = 0,01$ entre l'indice moyen et l'indice extrême, on trouve un angle d'aberration $2^\circ 5'$ et l'aberration transversale correspondante mesurée à 30^m est de $21^{mm},9$.

L'aberration totale serait ainsi, dans le cas le plus favorable,

$$3,32 + 2 \times 21,9 = 48^{mm} \text{ environ.}$$

Ce chiffre nous a paru exagéré et il faudrait par conséquent réduire l'aberration chromatique en remplaçant la lentille simple prévue par une lentille achromatique à deux verres. Mais la construction de cette lentille deviendrait bien plus onéreuse, bien qu'elle soit encore réalisable par des procédés industriels sans recourir au fini d'exécution nécessaire pour les grands télescopes.

Deuxième dispositif avec miroir. — Une seconde solution consiste dans l'emploi d'un miroir sphérique ayant un rayon de courbure de 30^m et par suite un rayon focal de 15^m pour les rayons centraux. L'angle focal correspondant est de $4^\circ 12'$ environ et l'affaiblissement correspondant $\cos\gamma = 0,997$. L'optique est alors placée sur le côté et envoie son faisceau sur le réflecteur par réflexion sur les deux faces d'une glace sans tain à faces bien parallèles (glace de Saint-Gobain d'environ 8^{mm} d'épaisseur). Les rayons convergent comme plus haut sur un diaphragme, dont le petit trou central de 1 ou 2^{mm} de diamètre placé dans le plan focal sera observé à l'aide d'un microscope. On peut encore compenser l'obliquité par un verre teinté compensateur réalisé comme on l'a dit plus haut, et affaiblir à volonté la lumière trop vive par un disque de Talbot et au besoin un écran opalin. Cette méthode a l'avantage de n'exiger qu'une longueur focale plus faible. Le réflecteur sera argenté à sa surface par le procédé Foucault et protégé par un vernis comme ceux que l'on emploie pour les grands télescopes des observatoires et qui conservent l'argenture pendant plusieurs mois. . . .

En calculant les erreurs, on trouve les résultats suivants : l'aberration longitudinale est d'environ 10^{mm}, mais l'aberration transversale est beaucoup plus faible; aberration transversale maxima $1^{mm},5$; aberration minima $0^{mm},40$ (au point de plus grand resserrement de la surface caustique).

Quant au déplacement des rayons obliques extrêmes sortant du miroir par la lame de verre, il est de $0^{mm},55$. Ce chiffre indique la différence de déplacement causé par la lame perpendiculairement à l'axe entre les

faisceaux les plus obliques et les faisceaux les moins obliques par rapport à cette lame.

On remarquera qu'une erreur de 50^{cm} commise sur la position du photomètre à 750^{m} correspond à une erreur 50 fois plus faible à 15^{m}, c'est-à-dire à une erreur de 1^{cm} sur la position du trou du diaphragme.

On voit donc que la méthode d'essai en laboratoire peut être facilement réalisable avec une bonne précision à l'aide d'un miroir sphérique concave, et donnera des résultats tout à fait comparables à ceux que l'on obtient dans les expériences à grande distance....

Le microscope différera des microscopes ordinaires par la substitution d'un oculaire positif à l'oculaire négatif ordinaire, de façon qu'on puisse observer l'éclat de l'image réelle agrandie du trou du diaphragme D. Cette construction sera très simplifiée en utilisant tout simplement un luxmètre avec un double prisme Lummer-Brodhun comportant en son centre au milieu de la face hypoténuse une petite bande argentée *b* qui renvoie dans l'axe de l'œil de l'observateur les rayons provenant d'un écran auxiliaire diffuseur.

....

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° N. Vavilov and D. Bukinich. *Agricultural Afghanistan* (en russe). (Transmis par le Ministère des Affaires étrangères.)

2° D. Sensaud de Lavaud. *Le problème de l'indépendance des roues d'arrière d'une voiture automobile.*

3° Jean Cabannes. *La diffusion moléculaire de la lumière*, avec la collaboration de M. Yves Rocard. (Présenté par M. Ch. Fabry.)

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une méthode de vérification des hypothèses.* Note [1] de M. **J. Neyman**, transmise par M. Émile Borel.

En jugeant si une hypothèse statistique peut être admise ou non on peut commettre les erreurs des deux sortes : 1° on peut rejeter une hypothèse

[1] Séance du 6 mai 1929.

vraie et 2° on peut en accepter une fausse. Pour éviter autant que possible les erreurs de deuxième sorte on calcule la vraisemblance λ_0 de l'hypothèse donnée H. Si λ_0 est petite, on est incliné de rejeter l'hypothèse. Pour contrôler les erreurs de première sorte on apprécie la probabilité P_H pour qu'en rejetant une hypothèse dont la vraisemblance $\lambda \leq \lambda_0$, on rejette une hypothèse vraie. Si les deux nombres λ_0 et P_H ont été jugés petits, on rejette l'hypothèse H [1].

Considérons un collectif W divisé en k catégories avec les probabilités p_i (inconnues) pour qu'un individu tiré au hasard de W appartienne à l'$i^{\text{ième}}$ catégorie ($i = 1, 2, \ldots, k$). Soit ensuite Σ l'effet de N tirages indépendants de W, caractérisé par les nombres n_i des individus tirés et appartenant à l'$i_{\text{ième}}$ catégorie. Posons $q_i = \frac{n_i}{N}$. Si l'hypothèse composée H s^2 s s'exprime en s équations indépendantes

$$(1) \qquad \theta_j = \sqrt{N} \sum_{i=1}^{k} a_{ij}(p_i - q_i) = \overline{\theta}_j \qquad (j = 1, 2, \ldots, s),$$

où a_{ij} et $\overline{\theta}_j$ sont des constantes. Il suit du Mémoire déjà cité, que pour N très grand (1) la vraisemblance de H ne diffère que très peu de $e^{-\frac{\chi_0^2}{2}}$, où χ_0^2 est le minimum de

$$N \sum_{i=1}^{k} \frac{(p_i - q_i)^2}{p_i},$$

calculé à conditions (1), et (2) que la probabilité P_H (si l'on convient d'admettre qu'elle a un sens) ne surpasse pas le nombre

$$J = \frac{\int_{\chi_0}^{\infty} \chi^{s-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}} d\chi}{\int_{0}^{\infty} \chi^{s-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}} d\chi}.$$

Cette dernière conclusion est tout à fait indépendante de la théorie des probabilités *a posteriori*.

Il est intéressant qu'en s'appuyant sur la théorie des probabilités *a posteriori*, on obtienne pour apprécier P_H une expression I, qui est la limite de J lorsque $N \to \infty$.

---

(1) J. Neyman et E.-S. Pearson, *On the Use and Interpretation of Certain Test Criteria for Purposes of Statistical Inference* (*Biometrika*, **20** A, 1928, p. 175-240 et 263-294).

Soient R la probabilité pour que l'hypothèse H soit vraie et T la probabilité *a posteriori* pour que l'hypothèse vraie ait une vraisemblance $\lambda \leq \lambda_0$. Évidemment

$$P_H = RT \leq T.$$

Donc P_H peut être appréciée par la probabilité T.

Supposons que la loi de probabilité *a priori* $\psi(p_1, p_2, \ldots, p_{k-1})$ est : 1° positive au point $p_i = q_i$ $(i = 1, 2, \ldots, k-1)$, et 2° qu'elle y est continue. On sait alors que si N est très grand, la probabilité *a posteriori* pour que le point C aux coordonnées p_i $(i = 1, 2, \ldots, k-1)$ appartienne à un domaine Q quelconque, ne diffère que très peu de

$$\frac{\int\int\cdots\int_Q e^{-\frac{\chi^2}{2}} dp_1, dp_2, \ldots, dp_{k-1}}{\int\int\cdots\int_w e^{-\frac{\chi^2}{2}} dp_1, dp_2, \ldots, dp_{k-1}},$$

où w désigne tout l'espace des p_i $(-\infty < p_i < \infty)$ et où

$$\chi^2 = N\sum_{i=1}^{k} \frac{(p_i - q_i)^2}{q_i}.$$

Théorème. — Si la loi de probabilité *a priori* satisfait les deux conditions imposées plus haut, la probabilité *a posteriori* T tend vers

$$\frac{\int_{\chi_1}^{\infty} \chi^{s-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}} d\chi}{\int_0^{\infty} \chi^{s-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}} d\chi},$$

lorsque $N \to \infty$, où χ_1^2 est le minimum de χ^2 calculé à condition que $\theta_i = \overline{\theta}_i$ $(i = 1, 2, \ldots, s)$.

Soit λ_H la vraisemblance d'une hypothèse composée H. Ce sera une fonction des nombres $\overline{\theta}_i$. Soit λ_0 la valeur de cette fonction calculée pour un cas donné. En s'appuyant sur le fait (¹) que pour N très grand λ_0 ne diffère que très peu de $e^{-\frac{1}{2}\chi_1^2}$ on démontre que T tend vers

$$I = \frac{\int\int\cdots\int_{Q_1} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} dp_1, \ldots, dp_{k-1}}{\int\int\cdots\int_w e^{-\frac{1}{2}\chi^2} dp_1, \ldots, dp_{k-1}},$$

(¹) J. Neyman, *Note sur la limite de la vraisemblance de l'hypothèse* (*Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1360).

où Q_1 est le domaine dans w où χ_1^2, considéré comme une fonction des $\overline{\theta}_i$ ($i = 1, 2, \ldots, s$), possède une valeur plus grande que celle déterminée par l'hypothèse H dans le cas considéré.

Moyennant les transformations des coordonnées convenables on trouve que

$$1 = \frac{\int_{\chi_1}^{\infty} \chi^{s-1} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} d\chi}{\int_0^{\infty} \chi^{s-1} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} d\chi},$$

et le théorème est établi.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Géométrie quantique linéaire et déplacement parallèle.* Note [1] de MM. **V. Fock** et **D. Iwanenko**, présentée par M. Maurice de Broglie.

1. Le développement récent de la théorie des quanta conduit à croire que la géométrie riemannienne avec sa forme quadratique fondamentale ds^2 est réservée à expliquer les phénomènes de gravitation, tandis que les phénomènes quantiques et électriques exigent l'introduction des notions géométriques nouvelles et étrangères à la géométrie de Riemann. De telles notions ont été introduites pour la première fois (quoique implicitement) par M. Dirac dans sa théorie de l'électron. Le caractère géométrique des opérateurs α_k de Dirac a été signalé par les auteurs de cette Note [2] qui ont proposé d'introduire les opérateurs analogues aux matrices de Dirac dans la géométrie et de considérer la forme différentielle linéaire

$$ds = \sum_{\nu} \gamma_\nu dx_\nu \tag{1}$$

dont le carré donne le ds^2 ordinaire de Riemann. Cette modification de la géométrie a été nommée géométrie quantique linéaire.

2. Dans ce qui suit il est utile d'introduire avec Ricci et Levi-Civita un n-èdre orthogonal des directions définies en chaque point de l'espace. Au moyen de cet n-èdre on peut définir une quantité géométrique dont les

---

[1] Séance du 22 mai 1929.

[2] *Ueber eine mögliche geometrische Deutung der relativistischen Quantentheorie* (sous presse).

composantes se transforment pour une rotation quelconque du n-èdre comme les fonctions Ψ de Dirac. Cette quantité sera désignée par le nom « demi-vecteur » (Landau).

La géométrie au ds^2 quadratique peut être basée, d'après Levi-Civita, sur l'étude du déplacement parallèle infinitésimal d'un vecteur. D'une manière analogue, la notion du déplacement infinitésimal d'un demi-vecteur peut servir comme point de départ dans l'étude de la géométrie linéaire. Écrivons pour l'accroissement des composantes d'un demi-vecteur

$$(2) \qquad \delta\Psi = \sum_l C_l \, ds_l \, \Psi.$$

Les C_l sont des opérateurs (matrices) opérant sur les composantes de Ψ; les ds_l sont les composantes du déplacement le long des directions du n-èdre. L'équation pour la quantité Ψ^+ adjointe à Ψ s'écrira

$$(2^\star) \qquad \delta\Psi^+ = \Psi^+ \sum_l C_l^\dagger \, ds_l.$$

Introduisons les matrices de Dirac α_k satisfaisant aux relations

$$\alpha_i \alpha_k + \alpha_k \alpha_i = 2\,\delta_{ik}$$

et formons le vecteur $A_i = \Psi^+ \alpha_i \Psi$, les formules (2) et ($2^\star$) étant données, nous pouvons calculer le changement subi par le vecteur A :

$$(3) \qquad \delta A_i = \delta(\psi^+ \alpha_i \psi)\psi = \psi^+ \sum_l (C_l^\dagger \alpha_i + \alpha_i C_l)\, ds_l \, \psi.$$

Ce changement doit être une fonction linéaire des A_k, à savoir

$$(4) \qquad \delta A_i = \sum_{kl} \gamma_{ikl} A_k \, ds_l,$$

où les γ_{ikl} sont les coefficients de Ricci. En rapprochant (3) et (4) nous obtenons

$$(5) \qquad C_l^\dagger \alpha_i + \alpha_i C_l = \sum_k \gamma_{ikl} \alpha_k.$$

En multipliant (5) par α_i à droite et à gauche, ajoutant les résultats et tenant compte de l'identité $\gamma_{iil} = 0$, on obtient

$$(6) \qquad \alpha_i (C_l + C_l^\dagger) + (C_l + C_l^\dagger)\alpha_i = 0.$$

On vérifie que les identités $\gamma_{ikl}+\gamma_{kil}=0$ sont satisfaites. La relation (6) montre que l'opérateur C_l est de la forme

$$C_l = g_l + i\Phi_l, \tag{7}$$

où g_l et Φ_l sont des opérateurs Hermitiens (identiques à leurs adjoints) et g_l vérifie de plus la relation $g_l\alpha_i+\alpha_i g_l=0$. En introduisant (7) dans (5) on obtient

$$i(\alpha_i\Phi_l-\Phi_l\alpha_i)=\sum_k \gamma_{ikl}\alpha_k, \tag{5*}$$

3. La formule (2) fournit immédiatement la loi de différentiation covariante d'un demi-vecteur, à savoir

$$\nabla_l\psi=\left(\frac{\partial}{\partial s_l}-C_l\right)\psi. \tag{8}$$

Posons dans (7) $g_l=0$, $\Phi_l=\frac{2\pi e}{hc}\varphi_l$, où φ_l sont les composantes du potentiel-vecteur, et introduisons les coordonnées x_α ; la formule (8) donne alors

$$\nabla_\alpha\psi=\left(\frac{\partial}{\partial x_\alpha}-\frac{2\pi i}{h}\frac{e}{c}\varphi_\alpha\right)\psi. \tag{9}$$

C'est justement l'expression qui figure dans les équations de Dirac. En introduisant φ_α dans la formule (2) on obtient

$$\delta\psi=\frac{2\pi i e}{hc}\sum_\alpha \varphi_\alpha\, dx_\alpha\psi. \tag{10}$$

C'est donc dans la loi du déplacement d'un demi-vecteur que doit figurer la forme différentielle lineaire de Weyl.

4. Une théorie complète devrait fournir pour les C_l et les γ_{ikl} des équations analogues à celles de Maxwell et d'Einstein.

Il importe de signaler un point qui distingue les idées exposées dans cette Note de celles d'Einstein et de Levi-Cività : c'est l'intervention des matrices-opérateurs dans les équatious pour les quantités purement géométriques. Grâce à cela on peut bien s'imaginer un champ électromagnétique dans un espace euclidien, ce qui était impossible dans les autres théories.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *La méthode de Riemann pour les systèmes d'équations du second ordre.* Note de M. **N. Cioranesco**.

On connaît la méthode classique de Riemann pour traiter le problème suivant : « Étant donnée l'équation

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y} + a\frac{\partial z}{\partial x} + b\frac{\partial z}{\partial y} + cz = 0, \tag{1}$$

trouver la solution z en connaissant ses valeurs ainsi que celles de ses dérivées partielles du premier ordre, le long d'un arc de courbe Γ non caractéristique [1]. »

Il y a avantage, non seulement au point de vue de la simplicité, de traiter de la même manière le problème dans le cas des systèmes d'équations de la forme (1). On parvient à le résoudre à l'aide de la notion de système adjoint possédant un paramètre, qui m'a déjà servi à résoudre le problème de Dirichlet pour les systèmes d'équations du type elliptique [2].

Pour simplifier, prenons le cas de deux équations, qu'on suppose écrites sous la forme

$$\tag{2} \left\{\begin{aligned} L_1 &\equiv \frac{\partial^2 z_1}{\partial x\,\partial y} + a_{11}\frac{\partial z_1}{\partial x} + a_{12}\frac{\partial z_1}{\partial y} + b_{11}\frac{\partial z_2}{\partial x} + b_{12}\frac{\partial z_2}{\partial y} + c_{11}z_1 + c_{12}z_2 = 0,\\ L_2 &\equiv \frac{\partial^2 z_2}{\partial x\,\partial y} + a_{21}\frac{\partial z_1}{\partial x} + a_{22}\frac{\partial z_1}{\partial y} + b_{21}\frac{\partial z_2}{\partial x} + b_{22}\frac{\partial z_2}{\partial y} + c_{21}z_1 + c_{22}z_2 = 0. \end{aligned}\right.$$

On se propose de trouver les solutions de ce système en connaissant leurs valeurs ainsi que celles de leurs dérivées du premier ordre le long d'une courbe Γ (non caractéristique et qui n'est rencontrée qu'une seule fois par des parallèles aux axes). Soit le système adjoint à (2) :

$$\tag{3} \left\{\begin{aligned} M_1 \equiv{}& \frac{\partial^2 u_1}{\partial x\,\partial y} - \frac{\partial(a_{11}u_1)}{\partial x} - \frac{\partial(a_{12}u_1)}{\partial y}\\ &- \lambda\left[\frac{\partial(a_{21}u_2)}{\partial x} + \frac{\partial(a_{22}u_2)}{\partial y}\right] + c_{11}u_1 + \lambda c_{21}u_2,\\ M_2 \equiv{}& \frac{\partial^2 u_2}{\partial x\,\partial y} - \frac{1}{\lambda}\left[\frac{\partial(b_{11}u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(b_{12}u_1)}{\partial y}\right]\\ &- \frac{\partial(b_{21}u_2)}{\partial x} - \frac{\partial(b_{22}u_2)}{\partial y} + \frac{1}{\lambda}c_{12}u_1 + c_{22}u_2, \end{aligned}\right.$$

---

(1) Voir par exemple Darboux, *Géométrie*, 2, p. 71.

(2) Voir *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 31, et *Thèse*, Paris, Gauthier-Villars.

λ étant un paramètre quelconque, différent de zéro. Entre (2) et (3) on a la relation

$$(\text{I}) \qquad u_1 L_1 - z_1 M_1 + \lambda(u_2 L_2 - z_2 M_2) = \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y}.$$

où

$$F = \frac{1}{2}\left(u_1 \frac{\partial z_1}{\partial y} - z_1 \frac{\partial u_1}{\partial y}\right) + \frac{\lambda}{2}\left(u_2 \frac{\partial z_2}{\partial y} - z_2 \frac{\partial u^2}{\partial y}\right)$$
$$+ a_{11} z_1 u_2 + \lambda a_{21} z_1 u_2 + b_{11} z_2 u_1 + \lambda b_{21} z_2 u_2.$$

et de même G. Soient A un point non situé sur Γ et B, C les points de rencontre de Γ avec les parallèles aux axes menées de A. Si l'on intègre (I) dans le triangle curviligne ainsi obtenu, et en procédant de la même manière que dans le cas de l'équation (1) on trouve

$$(4) \quad (u_1 z_1)_A + \lambda(u_2 z_2)_A = \frac{(u_1 z_1)_B + (u_1 z_1)_C}{2} + \lambda \frac{(u_2 z_2)_B + (u_2 z_2)_C}{2} - \int_{(B\Gamma C)} F\,dy - G\,dx.$$

en supposant que u_1, u_2 sont solutions du système $M_1 = M_2 = 0$ et qu'en outre satisfont aux conditions

$$(5) \quad \begin{cases} \dfrac{\partial u_1}{\partial x} - a_{12} u_1 - \lambda a_{22} u_2 = 0 \text{ sur AB}; & \dfrac{\partial u_1}{\partial y} - a_{11} u_1 - \lambda a_{21} u_2 = 0 \text{ sur AC}; \\ \dfrac{\partial u_2}{\partial x} - \dfrac{1}{\lambda} b_{12} u_1 - b_{22} u_2 = 0 \text{ sur AB}; & \dfrac{\partial u_2}{\partial y} - \dfrac{1}{\lambda} b_{11} u_1 - b_{21} u_2 = 0 \text{ sur AC}. \end{cases}$$

On peut ajouter en outre la condition $(u_1)_A = (u_2)_A = 1$. Alors en admettant l'existence de ces solutions élémentaires, on a à l'aide de (4) $(z_1)_A$ et $(z_2)_A$. En effet, on n'a qu'à donner à λ deux valeurs particulières, soient $\lambda = \lambda_1$, $\lambda = \lambda_2$ et du système ainsi obtenu on tire z_1, z_2. Le résultat est indépendant du choix de λ_1, λ_2 comme on peut montrer facilement.

Si à la place de Γ on considère le contour BDC formé par des parallèles aux axes, telles que ABDC soit un rectangle, alors on peut obtenir l'analogue de la relation d'échange des arguments. En effet supposons que z_1, z_2 solutions de (2) satisfont aussi aux équations

$$(6) \quad \begin{cases} \dfrac{\partial z_1}{\partial x} + a_{12} z_1 + b_{12} z_2 = 0 \text{ sur CD}; & \dfrac{\partial z_1}{\partial y} + a_{11} z_1 + b_{11} z_2 = 0 \text{ sur BD}; \\ \dfrac{\partial z_2}{\partial x} + a_{22} z_1 + b_{22} z_2 = 0 \text{ sur CD}; & \dfrac{\partial z_2}{\partial y} + a_{21} z_1 + b_{21} z_2 = 0 \text{ sur BD} \end{cases}$$

et

$$(z_1)_D = (z_2)_D = 1.$$

Alors on trouve que l'on a entre ces solutions la relation d'échange

suivante :

(7) $$z_1(A; D) + \lambda z_2(A; D) = u_1(D; A|\lambda) + \lambda u_2(D; A|\lambda).$$

On peut traiter de cette manière le système suivant :

$$\frac{\partial^2 z_i}{\partial x\, \partial y} + \sum_{k=1}^{n} \left(a_{i1}^{(k)} \frac{\partial z_k}{\partial x} + a_{i2}^{(k)} \frac{\partial z_k}{\partial y} \right) + \sum_{k=1}^{n} b_{ik} z_k = 0 \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

et il est plus avantageux de le considérer sous cette forme que de le ramener à un système de $2n$ équations aux dérivées partielles du premier ordre.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la sommation de certaines séries des fonctions intégrables. Application aux fonctions orthogonales.* Note de M. **Jacques Chokhate**, transmise par M. Appell.

1. Soit donnée dans un intervalle fini (a, b) une suite de fonctions

$$\{ f_n(x) - L^p \},$$

c'est-à-dire telles que $\int_a^b |f_n(x)|^p\, dx$ existe $(n = 1, 2, 3, \ldots, p > 0)$.

Lemme. — *La convergence de la série* $\sum_{n=1}^{\infty} \int_a^b |f_n(x)|^p\, dx$ *entraîne celle de* $\sum_{n=1}^{\infty} |f_n(x)|^{p'}$, *avec* $0 < p' \leq p$, *et cela p. p.* (= *presque partout*) *dans* (a, b).

Ce lemme, corollaire d'un théorème de M. Fubini, permet d'énoncer certaines propositions intéressantes.

Théorème I. — *Ayant donné une suite de constantes* $\{ A_n \}$ *telles que* $\sum_{n=1}^{\infty} |A_n|^{\varepsilon}$ *converge avec une certaine* $\varepsilon > 0$, *on en conclut la convergence p. p. dans* (a, b) *de la série* $\sum_{n=1}^{\infty} |A_n|^{\varepsilon'} |f_n(x)|^{p'}$, *avec* $\varepsilon' \geq \varepsilon$, $0 \leq p' \leq p$, *quelle que soit la suite* $\{ f_n(x) - L^p \}$ *assujettie à la seule condition* $\int_a^b |f_n(x)|^p\, dx < K$ — *quantité ne dépendant pas de* n.

(1) G. Fubini, *Sulla derivazione per serie* (*Atti della Reale Accademia dei Lincei*, série V, 24, 1915, p. 204-206).

Théorème II. — *La convergence de la série* $\sum_{n=1}^{\infty} |A_n|^{\varepsilon} (\varepsilon < 0)$ *entraîne celle de* $\sum_{n=1}^{\infty} |A_n|^{\varepsilon'} |\psi_n(x)\omega_n(x)|^{p'}$ *p. p. dans* (a, b), *avec* $\varepsilon' \geqq \varepsilon$, $0 \leqq p' \leqq \min.\left(2, \frac{2p}{2+p}\right)$, $\{\psi_n(x)\}$ *désignant ici (et dans tout ce qui suit) une suite orthogonale et normale de fonctions définies, d'ailleurs arbitrairement, dans* (a, b), *la suite* $\{\omega_n(x) - L^p\}$ *étant telle que* $\int_a^b |\omega_n(x)|^p \, dx < K$.

Prenons ici $\omega_n(x) \equiv 1$, et nous obtenons des résultats supplémentant et généralisant ceux de MM. Chen (¹).

Corollaires. — 1° $\sum_1^n |\psi_n(x)|^{p'} = o(n \log^{1+\delta} n)$ $(0 \leqq p' \leqq 2, \delta > 0,$ *arbitraire*) *p. p. dans* (a, b); 2° *la série* $\sum_{n=1}^{\infty} |A_n|^{\varepsilon'} |\psi_n(x)\omega_n(y)|^{p'}$ *converge p. p. dans le carré* $0 \leqq x, y \leqq 1$, *sous les mêmes conditions que le théorème II.*

2. Appliquons les énoncés ci-dessus à la suite orthogonale et normale des polynomes de Tchebycheff $\varphi_n(x) = a_n x^n + \ldots$ $(n = 0, 1, \ldots; a_n > 0)$ définis par les relations

$$\int_a^b p(x)\varphi_m(x)\varphi_n(x)\,dx = \begin{cases} 0, & m \neq n \\ 1, & m = n \end{cases} \qquad [p(x) \geqq 0 \text{ dans } (a, b)].$$

Théorème III. — *De la seule convergence de la série* $\sum_{n=0}^{\infty} |A_n|$ *on conclut que : α. la série* $\sum_{n=0}^{\infty} A_n \sqrt{p(x)}\, \varphi_n(x)$ *converge absolument p. p. dans* (a, b), *quelle que soit la fonction caractéristique* $p(x)$; *β. si l'on ajoute que*

$$A_n = \int_a^b p(x) f(x) \varphi_n(x)\,dx,$$

avec $f(x) - L^2$ $(n = 0, 1, \ldots)$, *alors la somme de la série ci-dessus y est égale à* $\sqrt{p(x)}\, f(x)$; *d'ailleurs, la série* $\sum_{n=0}^{\infty} A_n \varphi_n(x)$ *converge alors (absolument)*

(¹) Chen, Kien-Kwong, *On the System of Normalized Orthogonal Functions*, (*The Tôhoku Mathematical Journal*, 30, 1928, 1-9, p. 3); voir aussi E.-W. Hobson, *The Theory of Functions of a Real Variable*, 2ᵉ éd., 2, 1926, p. 768.

vers $f(x)$ p. p. dans chaque ensemble de points d'une mésure positive contenu dans (a, b) où $p(x)$ admet une limite inférieure différente de zéro.

THÉORÈME IV. — *Admettons l'existence de* $\int_a^b \frac{\log p(x)\,dx}{\sqrt{(x \times a)(b-x)}}$. *Supposons, en outre, que dans la relation de récurrence bien connue*

$$\bar{\varphi}_n(x) = \bar{\varphi}_{n-1}(x)(x-c_n) - \lambda_n \bar{\varphi}_{n-2}(x) \qquad \left[n \geqq 2;\ \bar{\varphi}_n(x) \equiv \frac{1}{a_n}\varphi_n(x),\ c_n,\ \lambda_n \text{ — constantes}\right],$$

les différences $c_n - \frac{b+a}{2}$, $\lambda_n - \left(\frac{b-a}{4}\right)^2$ *conservent leurs signes pour toutes les valeurs de n suffisamment grandes* (¹). *Alors*

$$\sqrt{p(x)}\,\varphi_n(x) = C_1 \cos n\varphi + C_2 \sin n\varphi + o(1),$$

p. p. dans (a, b) $\left(\cos\varphi = \frac{2x-a-b}{b-a}\right)$, $C_{1,2}$ *ne dépendant pas de n.*

Remarque. — On peut construire une suite des constantes positives $\{A_n\}$ telles que $\sum_{n=1}^{\infty} A_n$ converge, tandis que $\sum_{n=1}^{\infty} A_n^2 \log^2 n$ diverge. On voit ainsi que le critère donné plus haut (théorème II) n'est nullement contenu dans le critère de M. Rademacher (²).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'influence des arguments des coefficients sur la croissance des fonctions entières.* Note (³) de M. **PAUL LÉVY**, présentée par M. Hadamard.

Désignons par $f(z)$ une fonction entière, par $M(r)$ son module maximum pour $|z| = r$, par $m(r)$ le module du plus grand terme, et par $F(r) = m(r)\omega(r)$ la somme des modules des termes. $M(r)$ étant compris entre $m(r)$ et $F(r)$, l'objet de la présente Note est de montrer dans quelles conditions $M(r)$ peut s'approcher (sans l'atteindre) de sa borne inférieure $m(r)$.

1° *Fonctions à majorantes régulières.* — Nous appellerons ainsi celles pour lesquelles chacun des termes a pour au moins une valeur de r son module

(¹) Exemple : polynomes de Legendre et de Jacobi.

(²) H. RADEMACHER, *Einige Sätze über Reihen von allgemeinen Orthogonalfunktionen* (*Mathematische Annalen*, 87, 1922, p. 120).

(³) Séance du 22 mai 1929.

égal à $m(r)$. Pour ces fonctions, et, pour r assez grand, on a

$$(1) \qquad M(r) > k\,m(r)\sqrt{\frac{\omega(r)}{\log \omega(r)}},$$

k désignant une constante convenable, indépendante de $f(z)$. Il est probable qu'on peut même, dans cette formule, supprimer le facteur logarithmique; on aurait alors une formule qui serait la plus précise possible.

Ces résultats s'étendent, sous des conditions assez larges, aux fonctions *pseudo-régulières*, déduites des précédentes par suppression de certains termes.

2° *Fonctions régulières ou pseudo-régulières s'approchant de la limite obtenue.* — Désignons par $H_n(z)$ le polynome de Hardy et Littlewood de degré $n+1$, dont les $n+2$ coefficients ont pour module l'unité, tandis que son module maximum pour $|z| = 1$ est $\leq K\sqrt{n+2}$, K étant une constante indépendante de n; par $r_1, \ldots, r_p, \ldots$ et $n_1, \ldots, n_p, \ldots$ deux suites d'entiers indéfiniment croissants, et tels que les valeurs de $\frac{r_{p+1} - r_p}{\sqrt{r_p} \log r_p}$ augmentent indéfiniment, celles de $\frac{n_p}{\sqrt{r_p}}$ étant bornées. Si l'on pose

$$(2) \qquad f_1(z) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{z^{r_p}}{r_p!} H_{n_p}\left(\frac{z}{r_p}\right),$$

on a pour p assez grand, ε étant arbitrairement petit,

$$(3) \qquad M_1(r_p) < (1+\varepsilon)\,K\,m_1(r_p)\sqrt{\omega_1(r_p)}.$$

Cet exemple est d'ailleurs facile à généraliser.

Signalons d'autre part comme des résultats probables, d'une part que la fonction

$$(4) \qquad f_2(z) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{n^2 \alpha \pi i} \frac{z^n}{n!},$$

où α est irrationnel, vérifie pour tout r assez grand une inégalité de la forme

$$(5) \qquad M_2(r) < K' m_2(r)\sqrt{\omega_2(r)},$$

et d'autre part, si l'hypothèse de Riemann sur $\zeta(s)$ est vraie, que la fonction

$$(6) \qquad f_3(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \mu(n) \frac{z^n}{n!},$$

où $\mu(n)$ désigne le coefficient de $\frac{1}{n^s}$ dans $\frac{1}{\zeta(s)}$, vérifie, pour ε arbitrairement petit et r assez grand, l'inégalité

$$(7) \qquad M_3(r) < m_3(r)[\omega_3(r)]^{\frac{1}{2}+\varepsilon}.$$

3° *Fonctions irrégulières.* — Désignons par $f_4(z)$ une fonction telle que $\frac{M_4(r)}{F_4(r)}$ et $\frac{m_4(r)}{M_4(r)}$ tendent vers zéro pour r infini, et que, si ρ_n désigne la racine de

$$\frac{d \log M_4(r)}{d \log r} = n,$$

les rapports $\frac{\rho_{n+1}}{\rho_n}$ soient bornés supérieurement [les fonctions $f_2(z)$ et $f_3(z)$ semblent vérifier ces conditions]. On peut alors, $\varphi(r)$ désignant une fonction de croissance assez régulière et arbitrairement lente, d'une part former une fonction $f_5(z)$ telle que, pour r infiniment croissant,

$$(8) \qquad M_5(r) \sim m_5(r)\varphi(r) \sim M_4(r), \qquad F_5(r) \sim F_4(r),$$

d'autre part une fonction $f_6(z)$ telle que, pour une suite convenable de valeurs $r'_1, \ldots, r'_p, \ldots$, infiniment croissantes, on ait

$$(9) \qquad M_6(r'_p) \sim m_6(r'_p) \sim \varphi(r'_p) M_4(r'_p), \qquad F_6(r) \sim F_4(r).$$

L'hypothèse relative aux nombres ρ_n n'est d'ailleurs utilisée que pour la définition de $f_5(z)$, et pas pour celle de $f_6(z)$.

MÉCANIQUE. — *Sur la suspension élastique des pendules.* Note [1] de M. J. HAAG, présentée par M. G. Kœnigs.

Dans la théorie habituelle, on admet que la lame prend la forme d'un arc de cercle. C'est évidemment faux et même grossièrement si, comme il arrive souvent dans la pratique, la lame est très mince, car elle se comporte sensiblement, dans ce cas, comme un fil et sa forme est presque rectiligne, avec un coude très brusque à l'encastrement.

Voici une théorie où l'on ne fait aucune hypothèse de ce genre.

Soient O_1 le point fixe où est encastrée la lame, O_1x_1 la tangente verticale d'encastrement, O_1y_1 l'axe perpendiculaire. Soient O l'extrémité mobile

(1) Séance du 22 mai 1929.

de la lame, Ox et Oy des axes parallèles à O_1x_1 et O_1y_1. Appelons α, β les coordonnées de O par rapport à $O_1x_1y_1$; θ l'angle polaire de la tangente d'encastrement en ce point, c'est-à-dire l'élongation du pendule; N, X, Y le couple et les composantes de la réaction d'encastrement exercés, en O, par le pendule sur la lame; x, y les coordonnées d'un point quelconque P de la lame; M le moment élastique de la lame. On a approximativement, en se bornant aux petites oscillations,

$$M\frac{d^2y}{dx^2} = N_1 - xY + yX, \tag{1}$$

en posant

$$N_1 = N + \alpha Y - \beta X. \tag{2}$$

Appliquons maintenant les théorèmes du centre de gravité et du moment cinétique au pendule, les axes de référence étant Oxy. Il vient, en appelant I le moment d'inertie du pendule par rapport à O et a la distance de O au centre de gravité, et en négligeant le second ordre en θ et θ',

$$X = mg, \qquad Y = -m(\beta'' + a\theta''), \tag{3}$$

$$-N = I\theta'' + mga\theta + ma\beta''. \tag{4}$$

En intégrant l'équation linéaire (1), on obtient l'équation de la lame

$$y = \frac{N_1}{X}(\operatorname{ch}\omega x - 1) + \frac{Y}{X\omega}(\omega x - \operatorname{sh}\omega x), \tag{5}$$

où l'on a posé

$$\omega^2 = \frac{mg}{M}. \tag{6}$$

En faisant $x = \alpha = \lambda$ dans y et $\frac{dy}{dx}$, on obtient les valeurs de β et θ en fonction de $\omega\lambda = u$. Éliminant X, Y, N entre les équations ainsi obtenues et les équations (3) et (4), il vient

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\Delta R^2}{g}\theta'' = \theta\left[a(\operatorname{ch}u - 1 - u\operatorname{sh}u) - \lambda\left(\operatorname{ch}u - \frac{\operatorname{sh}u}{u}\right)\right] + \varphi[au\operatorname{sh}u + \lambda(\operatorname{ch}u - 1)], \\ &\frac{\Delta}{g}(a\theta'' + \lambda\varphi'') = \theta(\operatorname{ch}u - 1) - \varphi u\operatorname{sh}u, \end{aligned}\right. \tag{7}$$

où R désigne le rayon de gyration du pendule autour de son centre de gravité et où l'on a posé $\beta = \lambda\varphi$ et

$$\Delta = u\operatorname{sh}u - 2(\operatorname{ch}u - 1).$$

Il s'agit d'intégrer le système linéaire (7). On forme aisément l'équation donnant les deux périodes de l'oscillation. En supposant que $\frac{\lambda}{a}$ est très petit et que u ne l'est pas, ce qui a lieu si *la lame n'est pas très épaisse*, on trouve que l'accroissement de la longueur l du pendule synchrone, qui est imputable à la lame, est

$$dl = \frac{\lambda}{l}\left(a - \frac{a^4 + R^4}{a^3}\,\frac{\operatorname{ch} u}{u \operatorname{sh} u} - \frac{2R^2}{a u \operatorname{sh} u}\right). \tag{8}$$

Si l'on néglige R^2 devant a^2, cette formule se réduit à

$$dl = \lambda\left(1 - \frac{\operatorname{ch} u}{u \operatorname{sh} u}\right). \tag{9}$$

Si u est assez grand, on a, plus simplement encore,

$$dl = \lambda\left(1 - \frac{1}{u}\right). \tag{10}$$

On peut aussi calculer la seconde période, qui est très courte, et déterminer le double mouvement du pendule et de la lame en fonction des conditions initiales. On trouve que, pour obtenir une oscillation strictement sinusoïdale, il faut écarter le pendule par une force normale appliquée au centre de gravité.

Dans ces conditions, la forme de la lame est obtenue par une homothétie de rapport $\frac{1}{\omega}$ et une amplification des ordonnées dans le rapport θ, à partir de la courbe

$$y = \frac{\operatorname{ch} u}{\operatorname{sh} u}(\operatorname{ch} x - 1) + x - \operatorname{sh} x.$$

J'ai construit cette courbe pour les différentes valeurs de u, en la limitant par la longueur de la lame. Les formes obtenues sont en parfait accord avec ce que fait prévoir le bon sens et se rapprochent d'autant plus de la ligne droite que u est plus grand, c'est-à-dire que la lame est plus mince.

ASTRONOMIE COSMOGONIQUE. — *Précisions sur les formes et l'évolution de la masse terrestre avant sa condensation sphéroïdale.* Note de M. **Émile Belot**.

La Cosmogonie dualiste peut déduire de sa théorie et de la loi des distances des planètes et des satellites (distances des planètes en rayons solaires

$X_n = 62,3 + 1,886^n$), des précisions sur l'évolution des formes successives de la masse terrestre, d'abord *anneau* émis par la pulsation du protosoleil, puis *tube-tourbillon* en lequel s'enroule l'anneau avec son axe dans la direction de celui de la Terre, enfin *sphéroïde* résultant de la condensation du tourbillon vers son centre de gravité.

Le protosoleil de rayon équatorial 62,3, ayant un aplatissement 0,38 dû à sa rotation en 57 jours et une densité 10^{-5}, reçoit de la nébuleuse sur son hémisphère nord un choc relatif à grande vitesse qui le fait entrer en pulsation. A chaque pulsation renflant l'Équateur, les couches australes non freinées par le choc montent par inertie vers l'Équateur et acquièrent par le renflement de pulsation une vitesse centrifuge tendant à les expulser sous forme d'un anneau peu épais, mais de grande hauteur H dans le sens méridien; nous prendrons $H = 120$ rayons terrestres.

L'anneau terrestre ($n = 8$) est le huitième émis après les anneaux des grosses planètes légères. Il peut donc contenir des vapeurs de métaux lourds (fer, etc.), tout en ayant la densité moyenne 10^{-5} du protosoleil. Il lui reste à parcourir dans la nébuleuse $8 \times 6,281 = 50,248$ u. a. à la vitesse moyenne V_1 jusqu'à l'écliptique primitive où il se condensera. La distance 6,281 u. a. est celle qui sépare deux pulsations consécutives sur l'axe de translation du protosoleil.

Combien de temps T l'anneau terrestre a-t-il mis pour parcourir 50,248 u. a? Le protosoleil, de densité 10^{-5}, a une pulsation ressemblant à celle des Céphéides; on peut lui appliquer la formule reliant la période P à la densité d et appliquée par Shapley aux Céphéides ($P = A : \sqrt{d}$). La densité 10^{-5} correspond à $P = 39^j,5$, d'où $T = 8 \times 39^j,5 = 316$ jours et $V_1 = 275^{km}$. L'anneau terrestre ayant passé du rayon 0,29 u. a. (62,3 rayons solaires) à la distance 1 en 316 jours a eu une vitesse moyenne centrifuge de $3^{km},8$ par seconde.

Par un calcul indépendant, on peut confirmer ces résultats. Par la loi des inclinaisons des axes planétaires, nous avons trouvé la valeur $K = 9,90$ u. a. dont l'inverse est proportionnel au coefficient de résistance du milieu nébuleux et qui est relié aux éléments précédents par la formule

$$6,281 = 9,90 \, L \, 1,886.$$

En admettant la résistance proportionnelle au carré de la vitesse, la durée t, pour passer de la vitesse initiale W à la vitesse V, est donnée par la formule connue

$$t : K \quad 1 : V \quad 1 : W.$$

En observant que la vitesse de 20 km-sec correspond à 4,2 u. a. par an, la formule précédente donne $t = 0,86$ an en 316 jours pour $W = 500^{km}$ et $V = 50^{km}$. La moyenne de W et V est bien 275^{km}, et leurs valeurs sont très admissibles.

En achevant de traverser la nébuleuse à vitesse réduite pendant près d'un siècle le protosoleil s'est chargé de matière nébuleuse et la période P s'est allongée malgré l'augmentation de densité : car la formule de Shapley n'est pas applicable à un sphéroïde dont la masse augmente.

Condensation de l'anneau terrestre en un tube-tourbillon coaxial à l'axe de la Terre. — A un certain niveau de la nébuleuse, la composante V_0 de sa translation parallèle à l'écliptique a réduit la vitesse de révolution de l'anneau terrestre en une région A qui a ainsi tendance à tomber sur le Soleil, mais est refoulée en arrière par V_0 de manière à amorcer la rotation dans le sens direct d'un tube-tourbillon ; l'épaisseur de l'anneau qui était d'abord de 2870^{km} (puisque sur la hauteur H il contenait la masse de la Terre à la densité 10^{-5}) s'était réduite à 831^{km} en passant du rayon 0,29 u. a. du protosoleil à la distance 1. Pour préciser le rayon du tourbillon terrestre, nous calculerons sa vitesse périphérique que nous admettrons la même que pour le tourbillon de Mars dont la loi des distances donne le rayon 0,165. En égalant le moment de rotation du tourbillon de Mars à celui de la planète de même masse, mais animée de la vitesse de rotation d'un satellite tangent à son équateur, on trouve la vitesse (17^{km}) à la surface du tourbillon de Mars. En faisant le même calcul des moments de rotation de la Terre primitive et de son tourbillon, on trouve que la vitesse tangentielle de 17^{km} à sa surface correspond à un rayon de 0,35 ou 2240^{km}. Ce rayon correspond à celui des parallèles de $\pm 70^{\circ}$, qui marque le rayon moyen de l'océan Arctique et de l'Antarctide. C'est aussi tout près de ces parallèles que se trouvent les pôles magnétiques de la Terre et l'on peut observer que dans un tourbillon les matières denses se portent à sa surface, ce qui expliquerait que les masses magnétiques soient accumulées près de ces parallèles $\pm 70^{\circ}$. Le tourbillon terrestre de hauteur H et de rayon 0,35, ayant à peu près la même masse que la Terre avait une densité 0,5.

Condensation longitudinale du tourbillon terrestre en sphéroïde. — Le tourbillon terrestre dont la longueur est supposée avoir été de deux fois la distance de la Lune, mettra à se condenser le même temps que la Lune mettrait à tomber sur la Terre, soit $t = 27^{j},3 : 4\sqrt{2} = 4,87$ jours. Les parties Nord et Sud du tourbillon convergeant vers son centre y arrivent chacune avec une vitesse voisine de 11 km-sec, c'est ainsi avec une vitesse relative de 22^{km}

qu'elles viennent s'écraser dans l'Équateur et en font jaillir plusieurs anneaux dont le premier formera la Lune. Les quatre autres anneaux auront les rayons 1,35 — 3,147 — 8,744 — 24,67 donnés par la loi des distances ($X_n = 0{,}35 + 2{,}8972^n$) des satellites de la Terre. Le coefficient 2,8972 est proportionnel à la racine cubique de la masse de la Terre. La durée de formation des cinq anneaux n'a pas dû dépasser cinq jours.

La condensation rapide de la masse terrestre produit l'amortissement de sa rotation et une rotation relative vers l'Est des régions australes que l'on constate sur la Terre et sur Mars.

Remarque. — D'autres hypothèses sur la hauteur H changeraient peu nos conclusions.

ASTRONOMIE. — *Sur la correction des orbites à l'aide des coordonnées rapportées au plan du mouvement.* Note [1] de M. **Thadée Banachiewicz**, présentée par M. H. Andoyer.

Nous nous proposons d'exposer ici l'application des *formules du nouveau genre* [2] au problème de la détermination des dérivées des coordonnées angulaires par rapport aux éléments de l'orbite dans le cas où l'on rapporte ces coordonnées, d'après une proposition de Safford, au plan de l'orbite héliocentrique de l'astre. Nous nous servirons des notations de M. Andoyer [3] en y adjoignant les désignations P_x, P_y, ..., R_y, R_z pour les constantes vectorielles [4] de l'orbite, et $\bar{x} = r\cos v$, $\bar{y} = r\sin v$ pour les coordonnées orbitales.

On commencera par déterminer les cinq cosinus a à l'aide de la relation

$$(1)\qquad \begin{Bmatrix} a_1 & \cdot\cdot & \cdot\cdot \\ a_2 & \cdot\cdot & \cdot\cdot \\ a_3 & a_4 & a_5 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \cos\delta & . & -\sin\delta \\ \cdots & 1 & \cdots\cdots \\ \sin\delta & . & \cos\delta \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & . \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & . \\ \cdots\cdots & \cdots & 1 \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} P_x & Q_x & R_x \\ P_y & Q_y & R_y \\ P_z & Q_z & R_z \end{Bmatrix}.$$

(1) Séance du 27 avril 1929.

(2) *Circ. Obs. Crac.*, 16, 1925, p. 1; 17, 1925, p. 1; *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1116; *Acta Astron. C.*, 1, 1929, p. 63.

(3) *Cours de Mécanique céleste*, 1, 1923, Chap. IX.

(4) *Circ. Obs. Crac.*, 17, 1925, p. 5; *Monthly Notices R. A. S.*, 89, 1928, p. 215.

En se servant des formules connues ([1]) on calculera les six dérivées

$$(2) \qquad b_i = \frac{\partial \bar{x}}{\partial e_i}, \qquad b_{i+3} = \frac{\partial \bar{y}}{\partial e_i} \qquad (i = 1, 2, 3).$$

où l'on a désigné par e_1, e_2, e_3 les éléments intrinsèques caractérisant les dimensions et la forme de l'orbite ainsi que l'époque du passage par le périhélie.

En posant, en outre, $\sigma = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$, $m = 1 : \sigma\rho$, on déterminera les cinq quantités c à l'aide de l'expression

$$(3) \qquad \{ c_1 \quad c_2 \quad c_3 \quad c_4 \quad c_5 \} = \left\{ \begin{matrix} \ldots & +1 & -a_3 & \ldots & a_1 \\ -1 & \ldots & \ldots & -a_3 & a_2 \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} ma_1 \\ ma_2 \end{matrix} \right\},$$

et l'on obtiendra l'ensemble des coefficients différentiels cherchés du tableau

	de_1.	de_2.	de_3.	dP.	dQ.	dR.
$\cos\delta' d\alpha'$	.	.	.	.	.	.
$d\delta'$	.	.	.	.	.	.

en formant le produit

$$(4) \qquad \left\{ \begin{matrix} b_1 & b_2 & b_3 & \ldots & \ldots & -\bar{y} \\ b_4 & b_5 & b_6 & . & . & \bar{x} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \bar{y} & \bar{x} & . \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} c_1 & c_3 \\ c_2 & c_4 \\ \ldots & c_5 \end{matrix} \right\}.$$

Les quantités $\cos\delta' d\alpha'$ et $d\delta'$ seront données par la relation

$$(5) \qquad \left\{ \begin{matrix} \cos\delta' d\alpha' \\ d\delta' \end{matrix} \right\} = \frac{1}{\sigma} \left\{ \begin{matrix} \cos\delta\, d\alpha \\ d\delta \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} a_5 & a_4 \\ -a_4 & a_5 \end{matrix} \right\}.$$

Abstraction faite des avantages généraux du calcul numérique à l'aide de *cracoviens* et des simplifications provenant de l'usage des constantes vectorielles, l'avantage du procédé ci-dessus consiste en ce qu'on n'a pas à déterminer les auxiliaires trigonométriques ϑ_1, i_1, ω_1 (éléments rapportés à l'équateur) et α'.

Dans un Mémoire qui est en cours d'impression j'établis aussi une autre méthode arithmométrique de résoudre le même problème pouvant servir à vérifier les résultats obtenus par le procédé de cette Note.

---

[1] ANDOYER, *loc. cit.*, Chap. V, formules (12) et (15).

GÉODÉSIE. — *Détermination du zéro international des altitudes, compte tenu de la loi de variation du niveau moyen annuel de la mer.* Note [1] de M. E. **Prévot**, présentée par M. Ch. Lallemand.

Dès 1894, l'Association Géodésique internationale avait mis à l'étude le choix d'un zéro international des altitudes. En 1889, M. Ch. Lallemand a fait voir que la meilleure solution pratique du problème consistait à faire coïncider, dans chaque pays, le *zéro normal* des altitudes avec le niveau moyen d'une mer voisine [2]. Or, d'une Note récente [3], il résulte que, avec le temps, ce niveau moyen subit de lentes oscillations de l'ordre du *décimètre*. L'unification des zéros altimétriques serait donc très mal réalisée quand — et c'est le cas général — ils résultent d'observations marémétriques non simultanées et d'insuffisante durée. L'*équation* par laquelle j'ai exprimé la variation lente *du niveau moyen annuel de la mer* [4], permettrait, dorénavant, de fixer, avec plus de précision, un *zéro international des altitudes*, valable pour tous les continents.

Désignons en effet par *niveau moyen normal* en un point, celui qui correspondrait à une très longue durée d'observations, soit de 93 ans, par exemple, période de la plus lente des ondes marines reconnues. S'il existait, dans chaque pays, un poste marémétrique, dit *poste étalon*, comportant des observations suffisamment prolongées pour permettre d'en tirer les coefficients numériques de l'équation du niveau moyen annuel, on en déduirait aisément la cote, en ce point, du niveau *moyen normal*. Les niveaux moyens normaux ainsi calculés pour les divers pays appartiendraient à une même surface de niveau, le *géoïde*, qui se trouverait ainsi expérimentalement repérée et que, dès lors, il conviendrait de choisir comme *zéro international des altitudes*.

Mais, dans la plupart des stations actuellement pourvues de marégraphes ou de medmarémètres, la durée des observations ne permettra pas avant longtemps ce calcul *direct*. Toutefois, dans les régions où, dès maintenant, il

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) Voir Ch. Lallemand, *Rapport présenté au nom de la Commission du zéro international des altitudes* (*Comptes rendus de l'Association Géodésique internationale*; Genève, 1893, p. 124. Éditeur : G. Reimer, Berlin, 1894).

(3) Ch. Lallemand et E. Prévot, *Variations lentes du niveau moyen de la mer sur le littoral français* (*Comptes rendus*, 188, n° 22, 1929, p. 1345).

(4) Note ci-dessus, p. 1347.

existe un poste étalon, une cote *très approchée* du niveau moyen normal peut être obtenue en ayant égard aux deux remarques suivantes :

1° Les coefficients numériques de l'équation du niveau moyen annuel, déterminés pour un poste, sont applicables dans une étendue, limitée sans doute, mais probablement *très vaste;*

2° Si l'on compare les lentes variations du niveau observé en plusieurs postes d'une même région, on constate, dans l'ensemble, une certaine similitude, prouvant qu'elles sont dues aux mêmes causes générales. Dès lors, si, pour deux postes, A et B, d'un littoral supposé stable, on calcule les cotes des niveaux moyens résultant d'observations *simultanées*, faites pendant une relativement courte période de 5 à 10 ans, par exemple, l'écart entre les deux cotes peut, à un certain dégré près d'approximation, être considéré comme une *constante* valable pour toute autre période [1].

Cela étant, soient :

M, le niveau moyen normal calculé pour un poste régional étalon et μ le niveau moyen normal à déterminer pour un autre poste de la même région, où n'ont été effectuées que des observations marémétriques temporaires ;

M_n et μ_n les niveaux moyens obtenus pendant n années d'observations simultanées, respectivement faites au poste étalon et au poste temporaire.

D'après la seconde des remarques ci-dessus, l'écart $\mu_n - M_n$ est une *constante;* la relatiou

$$\mu = M + \mu_n - M_n$$

fournira, par suite, une cote très approchée du *niveau moyen normal* pour le poste temporaire.

Si ce dernier poste doit être utilisé pour fixer le zéro normal des nivellements d'un pays, il suffit de faire coïncider ce zéro avec le *niveau moyen normal* μ ainsi calculé, ce qui assure *ipso facto* son identité avec le *zéro international des altitudes*.

En vue d'atténuer, dans un pays donné, l'effet des erreurs des nivellements, on pourra déterminer, comme il vient d'être dit, la cote du niveau moyen normal en plusieurs postes temporaires, situés sur le littoral ou sur celui de régions voisines, et l'on fera ensuite coïncider le *zéro normal* des altitudes de ce pays avec la moyenne des cotes en question, calculée en faisant abstraction des postes affectés d'anomalies locales [2].

---

(1) Cet écart représente la somme algébrique de l'erreur du nivellement entre A et B et des anomalies permanentes éventuelles du niveau moyen dans ces deux stations.

(2) Voir *Bulletin géodésique* de 1928 (p. 96 et 97) la règle que je propose pour faire la discrimination utile.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *La théorie électronique de l'éther et l'électromagnétisme.* Note de M. **Alex. Véronnet**, transmise par M. P. Appell.

Nous avons vu dans une Note précédente comment on pouvait réaliser un éther en équilibre stable, au moyen de particules électriques négatives et comment ce milieu très simple transmettait les ondes lumineuses, il explique également bien les lois et les phénomènes électromagnétiques, en particulier les deux lois fondamentales de Maxwell et celle de Laplace.

1. *Champ électrique et champ magnétique.* — Si nous plaçons dans ce milieu une charge électrique, toutes les particules d'éther environnantes sont déplacées radialement. Ce déplacement matérialise les courbes équipotentielles et le déplacement électrique de Maxwell. Il fait dépendre ainsi l'attraction électrique en un point uniquement de la déformation électrique en ce point et non de l'action à distance.

Si notre charge électrique, un électron par exemple, se déplace, toutes les particules d'éther environnantes décrivent des trajectoires fermées, toutes en phase sur le mouvement de la charge. Ces tourbillons des particules d'éther possèdent chacun un moment magnétique parfaitement défini par la surface décrite et la vitesse du déplacement. Ils constituent bien le champ magnétique engendré par le courant électrique, avec toutes ses particularités. C'est l'extension à l'éther de la théorie d'Ampère et de Lorentz, qui explique le magnétisme de la matière par les courants corpusculaires ou les tourbillons des électrons atomiques.

L'énergie électrique est bien ainsi une énergie potentielle et le vecteur électrique un vecteur polaire. D'autre part l'énergie magnétique est une énergie cinétique et le vecteur magnétique un vecteur axial, conformément aux idées de Maxwell. Or on sait que tout l'électromagnétisme peut se déduire du principe de la moindre action, à la condition de considérer l'énergie électrique comme potentielle et l'énergie magnétique comme cinétique.

2. *Les équations de Maxwell.* — On peut déduire également tout l'électromagnétisme des équations de Maxwell. Or ces deux équations se déduisent immédiatement de la théorie électronique de l'éther.

Une charge e produit une force F et un déplacement ξ. En identifiant ce déplacement avec celui de Maxwell D, on obtient une première relation. Il en faudra quatre autres pour déterminer complètement les cinq paramètres,

dont dépend la constitution du milieu. Ce seront par exemple celles tirées des deux équations de Maxwell et des effets Stark et Zeeman.

Considérons notre charge électrique se déplaçant dans un conducteur, autour duquel elle produit des tourbillons magnétiques. Nous pouvons écrire immédiatement que la somme des tourbillons magnétiques d'intensité H, autour du conducteur sur une courbe C, est proportionnelle au flux d'électricité qui passe dans la section S du conducteur. On a, en notation vectorielle, q étant la densité du courant,

$$\mathrm{K}\int\!\!\int_{\mathrm{S}} q\,d\mathrm{S} = \int_c \mathrm{H}\,ds = \int\!\!\int_{\mathrm{S}} \frac{\partial\times\mathrm{H}}{\partial r}\,d\mathrm{S}, \qquad 4\pi q = \frac{\partial\times\mathrm{H}}{\partial r}.$$

La troisième expression est la transformation bien connue de la deuxième par la formule de Stokes, $\frac{\partial\times\mathrm{H}}{\partial r}$ étant le curl de H et K une constante de proportionnalité, que l'on fait égale à 4π. On tire de cette relation la dernière équation où q contient le courant de conduction $\sigma\mathrm{E}$ et le courant de déplacement de Maxwell défini comme la dérivée du déplacement D ci-dessus. C'est bien la première équation de Maxwell.

La deuxième se déduit immédiatement de ce fait que les phénomènes électriques et magnétiques sont réversibles, à condition d'être en phase. Un déplacement électrique produit un mouvement tourbillonnaire de l'éther. On démontre réciproquement que le mouvement tourbillonnaire d'une particule d'éther produit un courant électrique dans un conducteur qui l'entoure. Le travail du courant électrique sera proportionnel à la variation de l'intensité magnétique, ou tourbillonnaire, qui traverse la section. On a donc

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\!\!\int_{\mathrm{S}} \mu\mathrm{H}\,d\mathrm{S} = -\int_c \mathrm{E}\,ds = -\int\!\!\int_{\mathrm{S}} \frac{\partial\times\mathrm{E}}{\partial r}\,d\mathrm{S}, \qquad \mu\frac{\partial\mathrm{H}}{\partial t} = -\frac{\partial\times\mathrm{E}}{\partial r}.$$

C'est la deuxième équation de Maxwell.

Il faut remarquer ici que les tourbillons magnétiques de l'éther doivent être en phase pour produire un déplacement électrique. Il faut donc que le champ magnétique commence, ou varie, pour produire une force électromotrice. En régime permanent les tourbillons d'éther sont très rapidement déphasés et l'on voit facilement que leur action moyenne est alors nulle.

3. *La loi de Laplace.* — D'après ce qu'on a vu, le courant électrique s'entoure d'anneaux de tourbillons d'éther. Sa gaine est un tube de tourbillons magnétiques. On voit alors que l'analogie électrodynamique de la théorie des tourbillons est la traduction immédiate de ce fait, et donne

ainsi la loi de Laplace. On obtient en même temps l'explication des attractions et répulsions magnétiques.

Ainsi tout l'électromagnétisme serait reconstitué et expliqué par les seuls électrons et leurs mouvements.

ÉLECTRICITÉ. — *Une machine électrostatique à courant continu.* Note [1] de M. **Henri Chaumat**, présentée par M. d'Arsonval.

Dans deux précédentes Notes [2], nous avons donné les principes généraux du calcul des machines électrostatiques et indiqué leur mode de fonctionnement.

Voici la disposition schématique d'une génératrice à courant continu basée sur ces principes.

Un plateau fixe A en matière isolante porte des secteurs métalliques A′ qui communiquent tous entre eux par une bague conductrice.

En regard de ce plateau se trouve un autre plateau B, isolant, portant lui aussi des secteurs métalliques B′ reliés entre eux et qui tantôt frottent sur le balai b_1 par des plots de contact appropriés, tantôt frottent sur le balai b_2. Ce plateau est disposé parallèlement au plateau fixe, à très faible distance. Il est mobile autour d'un axe de rotation qui est l'axe commun des deux plateaux. C'est pour plus de clarté que les deux plateaux ont été écartés l'un de l'autre.

Le balai b_1 est constamment relié à l'une des bornes d'une source S de courant continu (machine dynamo ou pile) qui est une sorte d'*excitatrice*.

Le balai b_2 est relié à l'une des bornes de l'appareil d'utilisation R dont l'autre borne est reliée d'une part à la bague conductrice qui réunit tous les secteurs du plateau fixe, et, d'autre part, à la deuxième borne de l'excitatrice.

Quand le plateau B tourne, les secteurs fixes et mobiles vont réaliser une capacité variable, maxima quand les secteurs métalliques sont en regard, minima quand les secteurs mobiles seront en face d'un intervalle entre les secteurs fixes.

Soient c la capacité maxima d'un condensateur élémentaire, et $\frac{c}{m}$ la capa-

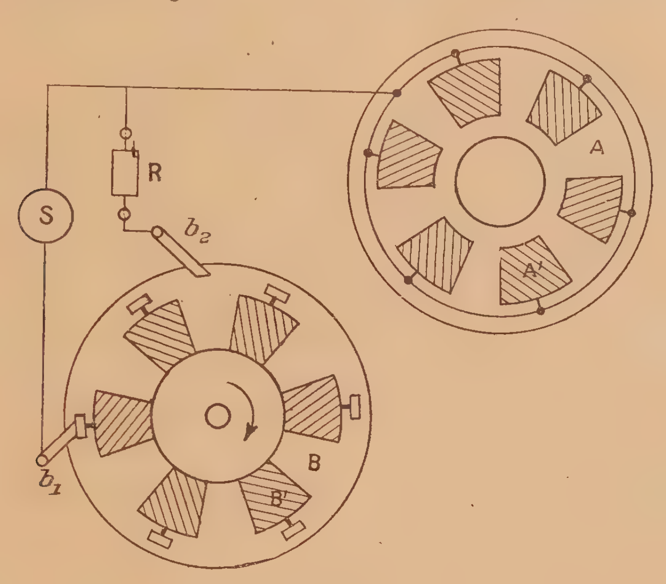
---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1095 et 1232.

cité minima ($m > 1$), et soit u la valeur de la force électromotrice de la source d'excitation.

La source fournit à chaque condensateur élémentaire une charge initiale $q_0 = cu$ et une énergie cu^2.



La différence de potentiel maxima V_m et l'énergie maxima W de chaque condensateur élémentaire sont respectivement

$$V_m = mu, \qquad W = \frac{1}{2} cmu^2.$$

Il y a donc une sorte de *rendement organique* tenant à la nature des choses et qui est

$$\eta = \frac{\frac{1}{2} cmu^2}{cu^2 + \frac{1}{2} cmu^2} = \frac{m}{m+2}.$$

Ce rendement organique peut être fort élevé.

Si chacun des plateaux contient p secteurs métalliques, il y a p condensateurs élémentaires et l'on peut calculer le débit moyen I et la puissance moyenne P dans l'hypothèse où l'appareil d'utilisation est une résistance morte et où la durée du contact avec b_2 est assez grande pour que les condensateurs se déchargent complètement. On trouve, si la vitesse angulaire est de n tours par seconde :

$$I = np^2 q_0 = np^2 cu, \qquad P = np^2 W = \frac{1}{2} np^2 cmu^2.$$

Pour $c = 0,01$ microfarad (ce que l'on pourrait obtenir en disposant, sur le même axe, plusieurs paires de plateaux en parallèles), $n = 50$ tours par seconde, $p = 20$, $m = 20$, $u = 1000$ volts, nous aurions :

P..	2 kilowatts
I..	0,2 ampère
Tension maxima........................	20000 volts

Une telle machine paraît réalisable avec les matériaux existants.

On aurait pu essayer de réaliser une machine rigoureusement conforme aux principes généraux posés antérieurement et dont la charge initiale se conserverait indéfiniment. On aurait ainsi un véritable *électrophore tournant* dont la construction présenterait quelques difficultés supplémentaires.

Il a paru préférable de faire comme il vient d'être dit. L'excitatrice rétablit les pertes par défaut d'isolement; le fonctionnement est plus sûr; la réalisation est facile, et d'ailleurs le rendement organique est très élevé; il est de près de 91 pour 100 dans l'exemple choisi et pourrait être facilement augmenté.

Cette machine est réversible et constitue un véritable moteur électrostatique.

DIFFUSION MOLÉCULAIRE. — *Étude comparée des spectres Raman de quelques composés hydrogénés*. Note de M. **Daure**, présentée par M. A. Cotton.

La comparaison des spectres Raman d'une quarantaine de composés étudiés tous à l'état liquide m'a permis de constater que, s'il n'est pas possible d'interpréter simplement les spectres Raman [1] de toutes les combinaisons par leur constitution moléculaire, on peut, au contraire, dans le domaine limité des composés hydrogénés, relier empiriquement quelques raies à des liaisons particulières de la molécule.

Les composés hydrogénés présentent seuls des raies de grande fréquence caractéristique, comprises entre 278 et 340 ondes au millimètre. Ces raies sont donc attribuables aux liaisons M — H, de l'hydrogène H à un métalloïde M; nous les désignerons par raies *h*. Cette remarque a été déjà faite par la plupart des spécialistes de l'effet Raman; mais il semble que l'on puisse

---

(1) J'ai indiqué dans une précédente Note que les spectres Raman du méthane et de tétrachlorure de carbone, de l'ammoniaque et du trichlorure de phosphore, étaient du type très différent (Daure, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 61).

affirmer que ce sont les seules raies des liaisons hydrogénées : en effet, les composés ne présentant que des liaisons M—H n'ont pas d'autres raies que les raies *h*; le méthane et l'acide chlorhydrique liquides ne donnent chacun qu'une raie de fréquences caractéristiques respectives 290,8 et 278 ondes au millimètre.

M. Wood [1] a récemment donné les spectres Raman des gaz chlorhydrique et ammoniaque; les fréquences caractéristiques observées sont, respectivement, 281 et 331 ondes au millimètre [2].

Les composés organiques plus complexes (C^2H^6, C^2H^4, ...) qui ont des chaînes de carbone donnent au contraire d'autres raies que les raies *h*. Exemples : l'éthane liquide donne 99, 146, puis (raies *h*), 289, 295 ondes au millimètre.

L'éthylène liquide donne 134, 162, puis (raies *h*) 300, 308 ondes au millimètre.

Les raies de fréquence moyenne, comprises entre 20 et 196 ondes au millimètre, sont donc attribuables aux liaisons M — M, en particulier à la chaîne de carbone des carbures. Ces raies de la chaîne peuvent être très nombreuses dans les composés complexes, se déplacer sensiblement même dans les composés analogues.

La dernière raie de ce groupe (la plus rapprochée des raies *h*), que nous désignerons par raie *l*, donne lieu aux remarques suivantes :

Les composés organiques ne présentant pas de double liaison, carbures saturés, alcools, éther ordinaire, ont une raie *l* de fréquence caractéristique comprise entre 143 et 146 ondes au millimètre.

Les carbures possédant une double liaison (C = C) ont une raie *l* de fréquence caractéristique comprise entre 158 et 162 ondes au millimètre (doublet 158-160 ondes au millimètre du benzène et du toluène, raie variable de 160 à 162 ondes au millimètre observées dans les trois xylènes).

Enfin l'acétylène, étudié, dissous dans l'acétone, donne une raie *l* de fréquence caractéristique 196 ondes au millimètre.

A remarquer encore que les composés possédant la liaison C = O (acétone, acide acétique, acétates), et qui, par leur chaîne de carbones, donnent

(1) *Philosophical Magazine*, 7, 1929, p. 744.

(2) Le résultat de M. Wood dans les gaz diffère de ceux que j'ai obtenus dans les liquides; l'écart n'est pas attribuable à l'imprécision des mesures, il est inexplicable pour l'acide chlorhydrique. Pour l'ammoniaque, on peut l'interpréter en admettant, à l'état liquide, la molécule $H^2Az = AzH^2$.

une raie l de fréquences caractéristiques comprises entre 143 et 146 ondes au millimètre, présentent une raie nouvelle de fréquence caractéristique comprise entre 166 et 174 ondes au millimètre. Cette nouvelle raie est bien attribuable au groupement C = O.

La description détaillée des spectres Raman obtenus fera l'objet d'une publication spéciale.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur une relation entre le point d'ébullition et l'architecture moléculaire d'acides cis-trans éthyléniques, saturés et acétyléniques.* Note [1] de M. **Bourguel**, transmise par M. Moureu.

On ne signalait pas jusqu'ici de relation nette entre le point d'ébullition et la configuration des isomètres cis-trans éthyléniques. L'étude suivante, d'un certain nombre d'acides α-éthyléniques non ramifiés, homologues supérieurs des acides crotoniques et isocrotoniques, montre, dans ce cas, l'existence d'une loi précise.

On connaissait déjà, en dehors des deux premiers, un acide en C^5 et un autre en C^6. préparés par Auwers [2], deux acides en C^9 obtenus l'un par Harding et Weizman [3] puis par Auwers [4], l'autre par Knovenagel. J'ai déjà indiqué que la semi-hydrogénation des acides acétyléniques m'avait donné deux autres acides α-éthyléniques en C^5 et C^6 [5]; puis par le même procédé, j'ai obtenu deux acides en C^8 et C^9. Enfin, comme je pensais que mes acides étaient de constitution cis, j'ai tenté sur eux l'action de l'iode, qui transforme l'acide isocrotonique en acide crotonique. Le résultat a été positif et j'ai eu deux nouveaux acides en C^8 et C^9 [5] Le tableau suivant donne les points d'ébullition sous 15^{mm} de ces cinq couples.

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) Auwers, *Annalen der Chemie*, 432, 1923, p. 46.

(3) Harding et Weizman, *J. Chemical Society*, 97, 1910, p. 301. — Knovenagel, *Central-Blatt*, 1, 1905, p. 56.

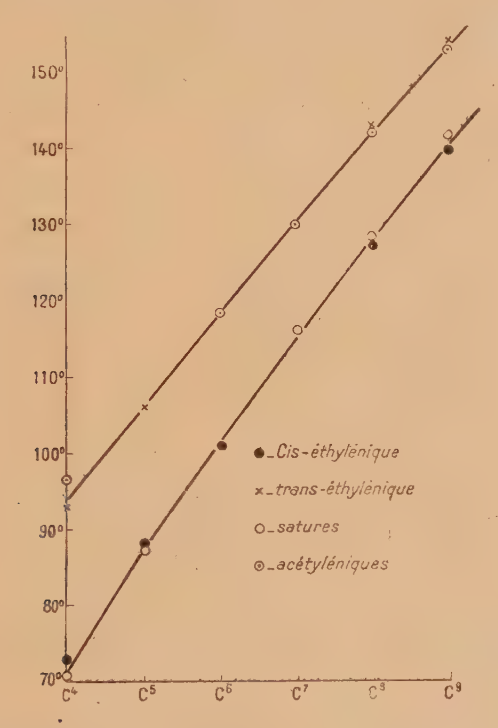
(4) Bourguel et Yvon, *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 2224.

(5) Pour les acides en C^9 Auwers ne donne pas de point d'ébullition. Ceux de Harding et Weizmann, Knovenagel sont très différents entre eux d'une part, des miens d'autre part; il ne sera tenu compte ici que de mes acides.

	Saturés.	Éthyléniques.		Acétyléniques.
C^4	71°	73 (*a*)	93	96,5
C^5	87°	88 (*a*)	106 (*b*)	—
C^6	—	101 (*a*) (¹)	— (¹)	118,5
C^7	116°	—	—	130
C^8	128°	127 (*a*)	143 (*c*)	142
C^9	142°	140 (*a*)	154,5 (*c*)	153

(*a*) acides de la semi-réduction, (*b*) d'Auwers, (*c*) de l'isomérisation des acides (*a*) par l'iode.

Le graphique suivant montre très nettement :



1°. Que les éthyléniques se partagent en deux séries : sur une première courbe sont les points d'ébullition de tous les acides provenant de la réduction catalytique, y compris l'acide isocrotonique; sur une deuxième courbe, ceux des acides d'Auwers, des acides isomérisés par l'iode, ainsi que l'acide crotonique. Ce classement fixe immédiatement la constitution des acides, car celle des acides crotoniques ne fait plus de doute.

(¹) Respectivement 201-202° et 217° sous 760^{mm}.

2° La courbe des points d'ébullition des acides saturés est pratiquement confondue avec celle des *cis*-éthyléniques, la courbe des acétyléniques avec celle des *trans*. Comme il est hors de doute que le point d'ébullition dépende non seulement du poids moléculaire, mais encore de l'architecture de la molécule; nous trouvons ici une excellente vérification du fait que le schéma tétraédrique n'est pas tellement éloigné de la réalité, puisqu'il prévoit que, dans les architectures *cis* et saturées d'une part, *trans* et acétyléniques d'autre part, le groupement CO^2H et la chaîne carbonée sont deux à deux dans des positions voisines.

Si l'on compare, en outre, les indices de réfraction, les densités, les réfractions moléculaires et les exaltations de cette réfraction dans les couples, on voit nettement que toutes les constantes physiques des acides *cis* sont plus faibles à poids moléculaire égal.

	Densité 15°.		Indices n.		Réfractions molécul.		Exaltations.	
	cis.	*trans.*	*cis.*	*trans.*	*cis.*	*trans.*	*cis.*	*trans.*
C^4........	1,028	solide	1,446	–	21,33	–	0,59	–
C^5........	0,992	0,993	1,450	1,454	27,09	27,22(A)	0,73	0,88(A)
C^6........	0,966	0,968	1,452	1,456	31,75	37,10(A)	0,77	1,12(A)
C^8........	0,940	0,945	1,456	1,462	41,12	41,25	0,91	1,04
C^9........	0,932	0,936	1,458	1,4635	45,81	45,96	0,98	1,13

Les acides *trans* fondent : en C^6 à + 33° (Auwers), en C^8 à + 5°-6°, en C^9 vers — 1°.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détermination cryoscopique des équilibres moléculaires de la résorcine dans les solutions aqueuses de chlorure de sodium.* Note de MM. **F. Bourion** et **Ch. Tuttle**, présentée par M. G. Urbain.

Nous avons étendu aux solutions de résorcine, dans les solutions aqueuses de chlorure de sodium, l'étude cryoscopique faite antérieurement [1] des équilibres moléculaires offerts par cette substance dans les solutions de ClK.

Nous avons étudié les deux séries 0,5 M et 1,225 M Cl Na définies précédemment. La constante d'équilibre est

$$K_n = \frac{c^n}{c'} = \frac{n C^{n-1}(n \times 110.\Delta C - ak)^n}{(n-1)^{n-1} a^{n-2} k^{n-1}(nak - n \times 110 \Delta C)},$$

n, c, c', C étant le degré d'association, les concentrations des molécules

---

[1] F. Bourion et Ch. Tuttle, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1110.

simple, associée et totale (cette dernière en molécules simples), et *a* la masse de résorcine dans 100g d'eau, *k* et ΔC les constante et abaissement cryoscopiques; *k* est obtenu par la méthode des premiers passages par zéro et d'encadrement.

1. Les solutions aqueuses de chlorure de sodium, définies par un rapport donné ClNa-eau, constituent un milieu possédant une constante cryoscopique déterminée.

Pour chaque série, la résorcine dissoute dans les solutions de ClNa donne lieu à des équilibres entre molécules simples et doubles, ou entre molécules simples et triples, selon la concentration, alors que dans l'eau pure on n'observe que des équilibres entre molécules simples et triples. On a :

Concentration.	ClNa 0,5 M. $k = 23,4$.			ClNa 1,225 M. $k = 28,0$.		
	K_2.	K_3.	K_4.	K_2.	K_3.	K_4.
0,125...	0,987	–	–	0,807	–	–
0,250...	1,01	–	–	0,999	–	–
0,375...	0,959 (a)	–	–	1,05 (b)	–	–
0,500...	0,983	–	–	1,15	–	–
0,625...	0,944	1,13	–	0,986	1,18	–
0,750...	0,890	1,29	–	0,880	1,28	1,17
0,875...	0,815	1,40	1,48	0,819	1,41	1,49
1,000...	0,757	1,51	1,80	0,721	1,45	1,72
1,125...	–	1,57	2,08	–	1,47	–
1,250...	–	1,66	–	–	1,49 (d)	–
1,375...	–	1,65	–	–	1,51	–
1,500...	–	1,64 (c)	–	–	1,51	2,57
1,625...	–	1,65	–	–	1,57	2,88
1,750...	–	1,65	3,25	0,356	1,57	3,10
1,875...	–	1,65	3,40	–	–	–
2,000...	0,301	1,67	3,72	–	–	–

(a) K_2 moyen = 0,98. (b) K_2 moyen = 1,05. (c) K_3 moyen = 1,63. (d) K_3 moyen = 1,50.

2. La constante cryoscopique *k*, plus élevée que dans l'eau, croît en même temps que la concentration en ClNa, et est plus grande pour ClNa que pour ClK. On a :

	Eau pure.	0,5 M. ClK.	0,5 M. ClNa.	1,225 M. ClK.	1,225 M. ClNa.
k............	18,4	22,3	23,4	25,0	28,0
K_2...........		env. 0,9	0,98	1,00	1,05
K_3...........	3,50	1,50	1,63	1,37	1,50
Degré d'hydratation.......		$ClK(H^2O)_{19,1}$	$ClNa(H^2O)_{23,5}$	$ClK(H^2O)_{11,5}$	$ClNa(H^2O)_{15,1}$

Il y a équilibre entre molécules simples et doubles, jusqu'à la concentration 0,625, et entre molécules simples et triples, pour des concentrations égales ou supérieures à 0,875 dans les deux séries.

La constante K_3, plus grande dans l'eau que dans les solutions de chlorures, révèle une association de la résorcine, plus marquée dans ces dernières que dans l'eau; cette constante est du même ordre de grandeur pour les deux chlorures; elle décroît un peu avec la concentration en chlorure.

3. Nous avons montré antérieurement (*loc. cit.*) par voie thermodynamique que si l'on dissout la résorcine dans la solution d'un chlorure alcalin, cette dernière devait satisfaire, comme milieu, aux lois de la cryoscopie, avec une constante sensiblement égale à celle de l'eau. Ces résultats sont en désaccord avec les faits observés. On trouve une explication de cette divergence en admettant une adsorption de l'eau par les ions ou les molécules entières du sel. Les degrés d'hydratation figurent dans le tableau ci-dessus. Ils croissent, dans le même sens, que le coefficient d'activité ionique.

COLLOÏDES. — *Coefficient d'aimantation et structure des solutions de gélatine.* Note [1] de M. **Maurice Fallot**, présentée par M. Jean Perrin.

1. J'ai mesuré les coefficients d'aimantation de solutions de gélatine à 19° en faisant varier la concentration.

Les résultats sont particulièrement intéressants lorsqu'on les rapproche de ceux obtenus par M. Marinesco [2] pour la constante diélectrique, les mesures ayant été faites avec la même gélatine commerciale.

Sur le diagramme suivant, qui représente mes résultats (courbe $\chi_{app.}$), j'ai placé la courbe ε de M. Marinesco.

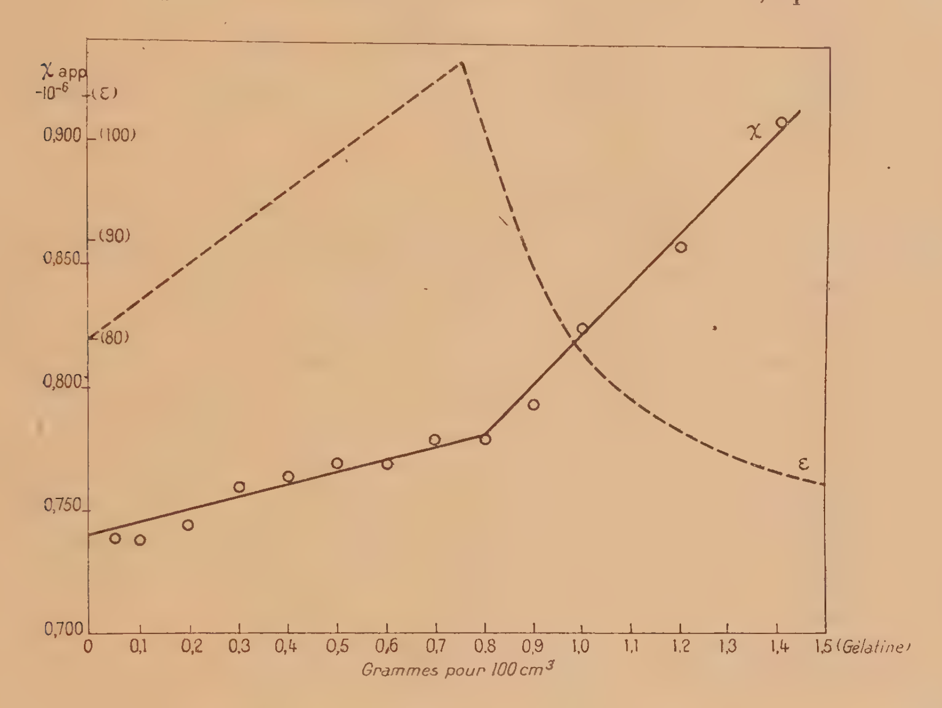
Alors que cet auteur trouve, vers une concentration de 0,75 pour 100, un maximum très aigu pour la constante diélectrique, rien de semblable n'a lieu pour le coefficient d'aimantation, qui croît constamment de $-0,76.10^{-6}$ pour une concentration de 0,05 pour 100 à $-0,91.10^{-6}$ pour 1,4 pour 100. Il est remarquable que la variation est linéaire, mais avec un coefficient angulaire qui change assez brusquement, aux environs de la concen-

(1) Séance du 13 mai 1929.

(2) N. Marinesco, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1163.

tration 0,8 pour 100, sensiblement la même que celle pour laquelle ε est maximum; à ce moment, $\chi_{app.} = -0,78.10^{-6}$.

2. Les résultats que j'ai obtenus concordent donc aussi avec le point de vue de Smith pour qui la gélatine peut exister sous deux formes moléculaires dans ses solutions : une forme A stable pour les concentrations inférieures à 0,6 pour 100 et une forme B stable au-dessus de 0,6 pour 100.



Pour chacune des deux, le coefficient d'aimantation est proportionnel à la concentration, mais alors que le coefficient angulaire de la droite représentative est 0,05 pour la forme A, il est 0,2, soit 4 fois plus grand, pour la forme B.

La méthode d'ascension employée n'a pas permis d'étudier des concentrations supérieures à 1,4 pour 100; des mesures par la méthode de translation vont être entreprises pour passer jusqu'à la gelée, donnée seulement par la forme B.

3. D'autre part, le passage de la forme A à la forme B se fait par groupement de deux molécules, fait mis nettement en évidence par M. Marinesco, et qui explique le maximum de ε.

Il est intéressant de noter que ce couplage des molécules par attraction

diélectrique, qui a pour effet d'annuler leur moment électrique, n'annule pas en même temps leur moment magnétique, puisque aucune diminution du coefficient d'aimantation n'a lieu. Ce double résultat n'est possible que si les axes magnétiques et électriques des dipôles ne sont pas confondus; il paraît vraisemblable qu'ils soient perpendiculaires.

CHIMIE MINÉRALE. — *Action du gaz ammoniac sur le bromure mercurique et sur le chlorure mercurique.* Note [1] de M. **Maurice François**, transmise par M. Ch. Moureu.

Il résulte de travaux anciens, particulièrement ceux de Grouvelle [2] et ceux de Rose [3] que le bromure mercurique et le chlorure mercurique secs ne fixent pas le gaz ammoniac à froid, mais qu'ils l'absorbent à 100° et que la quantité de gaz ammoniac combiné conduit approximativement à admettre pour les composés formés les formules $HgBr^2.NH^3$ et $HgCl^2.NH^3$. L'iodure mercurique fixant à froid le gaz ammoniac pour donner une combinaison de formule $HgI^2.2NH^3$, il s'ensuivrait que le bromure et le chlorure mercurique ne se comporteraient pas vis-à-vis du gaz ammoniac de la même façon que l'iodure mercurique, ce qui est assez peu vraisemblable, étant données les propriétés très voisines de ces trois sels minéraux. J'ai jugé utile de reprendre l'étude de cette question qui a son importance pour la constitution de certains dérivés ammoniés du mercure.

Pour étudier la fixation du gaz ammoniac sur le bromure mercurique et sur le chlorure mercurique, j'ai repris la technique qui m'avait réussi pour établir la quantité de gaz ammoniac fixée sur l'iodure mercurique [4]. Cette méthode consiste essentiellement à diriger un courant de gaz ammoniac sec sur une quantité bien déterminée de sel mercurique placée dans une fiole conique dont on a déterminé à l'avance le poids quand elle était pleine de gaz ammoniac sec. Le sel mercurique y ayant été introduit, la pesée journalière de la fiole fait connaître les progrès de la fixation du gaz ammoniac, étant entendu que la fiole peut être fermée par des pinces pour les pesées. On voudra bien se reporter à ce qui a été dit alors sur le mode opératoire.

---

(1) Séance du 27 mai 1929.

(2) Grouvelle, *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, **17**, 1821, p. 51.

(3) Rose, *Poggendorff Annalen*, **20**, 1830, p. 147.

(4) François, *Comptes rendus*, **179**, 1899, p. 296.

Le poids du bromure mercurique, finement pulvérisé et bien desséché, soumis à l'action du gaz ammoniac dans chaque fiole était de 5g. La fixation du gaz ammoniac sur le bromure mercurique sec est extrêmement lente. Il a fallu faire passer le gaz pendant seize jours, à raison de deux heures par jour, pour qu'elle atteigne sa limite. Le onzième jour, le poids du gaz ammoniac fixé était 0g,462; il n'a plus varié de façon importante par la suite et il était de 0g,469 le seizième jour.

Les 5g de bromure mercurique mis en œuvre devant fixer en théorie 0g,472 de gaz ammoniac pour former le composé $HgBr^2$ $2NH^3$ et l'absorption s'étant arrêtée pour 0g,469, il est permis de conclure que le composé formé a pour formule $HgBr^2 . 2NH^3$.

En opérant ensuite sur 5g de chlorure mercurique pulvérisé et sec, il a fallu continuer le passage du gaz ammoniac pendant trente jours pour atteindre la limite de la réaction.

Le vingt-sixième jour, le poids du gaz ammoniac fixé était 0g,619; il n'a plus augmenté de façon sensible par la suite et il était de 0g,626 le trentième jour.

Les 5g de chlorure mercurique mis en œuvre devant fixer en théorie 0g,627 de gaz ammoniac pour former le composé $HgCl^2 . 2NH^3$, on doit admettre que c'est bien ce composé qui s'est formé.

Conclusions. — Le bromure mercurique et le chlorure mercurique secs absorbent le gaz ammoniaque à froid, contrairement à ce que l'on pensait. L'action est très lente, ce qui est attribuable à l'état de la surface des corps solides.

Les composés qui se forment ont pour formules $HgBr^2 . 2NH^3$ et $HgCl^2 . 2NH^3$.

De la nature de la réaction, il découle que ce sont des combinaisons moléculaires d'addition.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Contribution à l'étude des chlorures et des alcools α-éthyléniques.* Note [1] de MM. **Ch. Courtot** et **J. Pierron**, transmise par M. Ch. Moureu.

Nous avons établi [2], la facilité de transformation en cétones, des chlorures secondaires α-éthyléniques, sous l'action du mélange sulfochromique,

---

(1) Séance du 27 mai 1929.

(2) *Bull. Soc. chim.*, 45, 1929, p. 286.

à température convenable, variable d'un individu chimique à un autre. Nous avons montré que cette oxydation était corrélative de la grande mobilité du chlore par rapport à l'eau, dans ces positions respectives de la double liaison et de l'halogène (1), et que l'opération revenait, en définitive, à l'oxydation d'un alcool secondaire éthylénique en cétone éthylénique.

Aux exemples que nous avons antérieurement donnés, nous ajouterons la transformation du phénylpropylbenzène chloré : $C^6H^5-CHCl-CH^2-CH^3$ en cétone $C^6H^5-CO-CH^2-CH^3$, avec un rendement de 77 pour 100. Ce chlorure peut s'obtenir, comme l'a établi Genvresse (2), par chloruration directe du propylbenzène. Mais la double liaison benzénique, en α de l'atome d'halogène, rend celui-ci moins mobile que lorsque la double liaison est à caractère purement éthylénique et le degré d'hydrolyse de ce chlorure n'est que de 24,5 pour 100 à température ordinaire pendant 48 heures, alors que l'hydrolyse atteint 97 pour 100 à 68° pendant 75 minutes. C'est évidemment à cette dernière température que nous avons effectué l'oxydation.

Alors que l'oxydation des chlorures secondaires α-éthyléniques en cétones correspondantes n'avait jamais été tentée jusqu'ici, à notre connaissance tout au moins (3), il n'en est pas de même de l'oxydation des alcools α-éthyléniques. En effet, Wagner, dès 1888, en traitant l'éthylvinylcarbinol par le permanganate de potasse, a entrevu un produit cétonique éthylénique, mais en quantité si faible qu'il n'a pas réussi à le caractériser. Delaby, en 1925 (4), a essayé, également sans succès, l'oxydation chimique de ce terme, alors qu'il avait réussi à transformer en aldéhyde éthylénique l'alcool β-éthylallylique dès 1923 (5), époque à laquelle ce chimiste espérait pouvoir ériger par la suite en méthode générale l'observation isolée qu'il publiait

(1) Claisen (*J. f. prakt. Chem.*, 105, 1923, p. 73) constate une très grande mobilité du brome dans $\begin{matrix}CH^3\\CH^3\end{matrix}\!\!>C=CH-CH^2Br$ due à la présence de la double liaison qui, déjà dans les halogénures d'allyle simples, apporte une forte labilité de l'halogène. Cette mobilité de l'halogène est exaltée ici par la présence de deux radicaux méthylés : ce bromure s'hydrolyse vingt fois plus vite que le bromure d'allyle.

(2) *Bull. Soc. chim.*, 9, 1893, p. 221.

(3) Si nous ne faisons pas de différence essentielle entre la double liaison benzénique et la double liaison éthylénique, mais simplement une différenciation de degré de non-saturation, l'oxydation des fluorènes 9-halogénés et substitués dans les noyaux benzéniques en fluorénones correspondantes constitue un précédent à notre étude (Barbier, Korczynski).

(4) *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 1277.

(5) *Ann. Chim.*, 20, 1923, p. 209.

alors. Notons que l'échec de Delaby doit tenir à ce que l'oxydation fut tentée, pour le vinyléthylcarbinol, par CrO^3 en solution acétique. En effet, en traitant cet alcool secondaire *par le mélange sulfochromique* à 34-35° on arrive à la cétone correspondante avec un rendement de 40 pour 100 et l'on met en outre en évidence la coupure d'une partie de la molécule à la double liaison, par la diagnose d'acide formique.

L'homologue immédiatement supérieur, traité à 40-45°, conduit à la propylvinylcétone avec un rendement de 44 pour 100. Ici encore, une partie de la molécule est scindée et donne de l'acide formique; l'autre tronçon nous a jusqu'ici échappé. Les constantes physiques de ces deux cétones sont : pour l'éthylvinylcétone,

$$e = 68\text{-}70^\circ \text{ sous } 200^{mm}; \quad d_4^{15} = 0,8524; \quad n_D^{15} = 1,4233;$$
R. M. trouvée : 25,11; calculée : 24,83;

pour la propylvinylcétone,

$$e = 88^\circ\text{-}90^\circ \text{ sous } 150^{mm}; \quad d_4^{15} = 0,8518; \quad n_D^{14} = 1,4275;$$
R. M. trouvée : 29,53; calculée : 29,45.

La diéthylamine se fixe sur ces deux cétones, comme l'ont montré respectivement Blaise pour la vinyléthylcétone et Delaby pour la vinylpropylcétone. Nous avons fait les picrates de ces produits d'addition et nous observons F = 78° pour le premier et F = 81° pour le second, en accord avec ces auteurs.

En résumé, les vinylalcoylcétones étaient accessibles jusqu'à présent par deux procédés : 1° celui de Blaise et Maire (1) consistant à partir de l'acroléine, à lui additionner de l'acide chlorhydrique, à oxyder en acide β-chloropropionique, à en faire le chlorure d'acide puis à condenser celui-ci avec les zinc-alcoyles et enfin à déchlorhydrater la molécule par la diéthylaniline; 2° procédé de Delaby (2) : oxydation des vinylalcoylcarbinols en présence de noir de palladium, les atomes d'hydrogène du groupe CHOH étant particulièrement activés par le voisinage de la double liaison α-β; mais, comme le reconnaît Delaby lui-même, l'obtention des cétones vinylées par cette méthode n'est qu'un mode de formation.

L'oxydation par le mélange sulfochromique aqueux est actuellement la méthode de choix, bien que les rendements en cétones vinylées oscillent

---

(1) *Bull. Soc. chim.*, 3, 1908, p. 271.
(2) *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 140.

entre 40 et 50 pour 100 seulement, parce que nous n'avons, à partir de l'acroléine, que deux transformations : condensation de l'acroléine avec les réactifs de Grignard, puis oxydation des alcools α-éthyléniques.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés organomagnésiens sur l'éthylcyanacétate d'éthyle.* Note de M. **A. Mavrodin**, présentée par M. Urbain.

En condensant le cyanacétate d'éthyle avec les dérivés organomagnésiens, M. Blaise [1] a institué une méthode générale pour la préparation des éthers β-cétoniques acycliques. On sait que la suite des transformations est celle-ci :

$$NC-CH^2-CO^2C^2H^5 \underset{RMgX}{\rightarrow} XMgN=\underset{\displaystyle R}{\underset{|}{C}}-\underset{\displaystyle MgX}{\underset{|}{CH}}-CO^2C^2H^5 \rightarrow RCOCH^2CO^2C^2H^5$$

La fonction nitrile est seule attaquée par le réactif de Grignard : si l'on suppose une énolisation de la molécule d'éther cyanacétique en présence de l'halogénure d'alcoylmagnésium, on comprend que la fonction éther-sel échappe à une action ultérieure du dérivé magnésien :

$$NC-CH=C\begin{matrix}\diagup OC^2H^5\\ \diagdown OH\end{matrix}+RMgX=NC-CH=C\begin{matrix}\diagup OC^2H^5\\ \diagdown OMgX\end{matrix}+RH.$$

Il nous a paru intéressant d'étudier comment se comporte, vis-à-vis des réactifs magnésiens, l'éther éthylcyanacétique pour lequel l'énolisation est encore possible. Elle se produit en effet et, en milieu éthéré, même après une ébullition prolongée, la seule réaction observée est la décomposition d'une molécule d'organomagnésien par l'hydroxyle énolique, avec mise en liberté d'hydrocarbure. A l'hydrolyse, l'éthylcyanacétate d'éthyle se trouve intégralement régénéré. La fonction nitrile, qui dans l'éther cyanacétique était attaquée à froid par le réactif magnésien, est ici beaucoup plus résistante.

Si l'on chauffe en milieu toluénique à l'ébullition pendant plusieurs heures, on arrive à faire entrer en jeu les deux fonctions de l'éthylcyanacétate d'éthyle.

Mais, tandis que la fonction nitrile est transformée normalement en cétone, la fonction éther-sel ne passe pas, comme on pouvait s'y attendre, à

(1) Blaise, *Comptes rendus*, 132, 1901, p. 978.

l'état d'alcool tertiaire, mais reste au stade cétonique et l'on arrive à une β-dicétone symétrique α-alcoylée

$$R-CO-\underset{\displaystyle C^2H^5}{\underset{|}{CH}}-CO-R.$$

Cette limitation, au stade cétonique, de l'attaque d'une fonction éther-sel par les dérivés organomagnésiens est très surprenante dans les conditions opératoires où elle se réalise. L'hypothèse de l'énolisation l'explique de façon satisfaisante si l'on admet en outre que le dérivé magnésien, sous l'influence de la chaleur, s'additionne sur la double liaison du premier complexe énolisé.

Cette fixation n'est complète qu'après un chauffage prolongé qui provoque une résinification partielle du produit. On a la suite de réactions

$$NC-\underset{\displaystyle C^2H^5}{\underset{|}{CH}}-\underset{\displaystyle O}{\underset{\|}{C}}-OC^2H^5+RMgX = NC-\underset{\displaystyle C^2H^5}{\underset{|}{C}}=\underset{\displaystyle OMgBr}{\underset{|}{C}}-OC^2H^5+RH,$$

$$NC-\underset{\displaystyle C^2H^5}{\underset{|}{C}}=\underset{\displaystyle OMgBr}{\underset{|}{C}}-OC^2H^5+2RMgX \rightarrow XMgN=\underset{\displaystyle R}{\underset{|}{C}}-\underset{\displaystyle C^2H^5}{\underset{|}{\overset{\displaystyle MgX}{\overset{|}{C}}}}-\underset{\displaystyle R}{\underset{|}{\overset{\displaystyle OC^2H^5}{\overset{|}{C}}}}-OMg$$

$$\rightarrow R-CO-\underset{\displaystyle C^2H^5}{\underset{|}{CH}}-CO-R.$$

Nous avons ainsi obtenu, avec l'iodure d'éthylmagnésium, l'éthyldipropionylméthane, bouillant à 91-92° sous 10^{mm}, avec un rendement de 25 à 30 pour 100; nous l'avons caractérisé par le dérivé qu'il donne avec l'acétate de semicarbazide (à froid, en milieu hydroalcoolique), c'est-à-dire le 3.4.5-triéthylpyrazol-1-carbonamide fondant à 98°.

Avec le bromure de phénylmagnésium, l'éthyldibenzoylméthane se forme avec un rendement de 60 pour 100. Ce corps, déjà préparé par M. Auger [1], donne directement avec la semicarbazide, l'éthyl-4-diphényl-3.5-pyrazol fondant à 167°; ce dérivé est obtenu également en traitant l'éthyldibenzoylméthane par l'hydrate d'hydrazine. Nous avons préparé en outre le picrate, fondant à 161°, de l'éthyl-4-diphényl-3.5-pyrazol. Enfin l'hydroxylamine transforme l'éthyldibenzoylméthane en éthyl-3-diphényl-2.4-isoxazol fondant à 93-94°.

---

(1) **Auger**, *Ann, Chim. Phys.*, 6e série, **22**, 1891, p. 350.

L'éther éthylcyanacétique est un corps qu'il est difficile d'obtenir à l'état de pureté. Mais le produit d'éthylation du cyanacétate d'éthyle, mélangé de corps primitif et d'éther mono et dialcoylé convient parfaitement pour ces condensations. L'action des dérivés organomagnésiens sur un alcoylcyanacétate d'éthyle constitue alors un procédé pratique pour l'obtention de β-dicétones alcoylées symétriques difficiles à préparer par d'autres voies, surtout dans la série aliphatique.

GÉOLOGIE. — *Minéraux lourds des roches éruptives et cristallophylliennes de Bretagne*. Note de M. **L. Berthois**, présentée par M. L. Cayeux.

J'ai entrepris l'inventaire des minéraux lourds des massifs granitiques et cristallophylliens de la presqu'île armoricaine, dans le but de caractériser ces différents massifs en me basant sur la présence ou la fréquence de certaines formes de ces minéraux.

Au lieu de broyer des roches fraîches, j'ai extrait les minéraux des arènes résultant d'une altération naturelle plus ou moins profonde, ce qui me permettra, par la suite, de mieux suivre les transformations qu'ils subiront lors de leur incorporation dans des sédiments variés.

Mon enquête s'est étendue aux massifs importants de Bretagne, et j'ai examiné près de 80 prélèvements différents.

Des minéraux très divers ont été recueillis, mais, dans cette Note, j'étudierai seulement le zircon et la tourmaline qui ont un intérêt particulier à cause de leur fréquence.

Zircon. — On distingue principalement :

I. Longs prismes avec arêtes nettes terminés par la protopyramide habituelle.

En ne considérant comme zircons à prisme allongé que ceux dont la longueur est au moins égale à quatre fois la largeur et après avoir mesuré plus de 5000 zircons, j'ai pu établir :

Que cette forme est très rare dans le gneiss, la moyenne générale étant d'environ 6 pour 1000 (un seul échantillon a atteint 2,5 pour 100), de plus l'allongement ne dépasse jamais cinq fois la largeur (proportion qui n'a été atteinte qu'une fois).

Dans les roches granitiques, l'allongement atteint six à sept fois et même dix fois la largeur. La fréquence de cette forme est en moyenne générale d'environ 7 pour 100.

La prédominance des zircons à prisme allongé dans le granite avait été signalée par von Chrustschoff (¹) qui avait en outre observé que, dans cette roche, les zircons étaient très riches en inclusions.

Cette dernière propriété n'a pas dans les minéraux bretons la généralité que lui donne ce savant.

II. Prismes allongés à faces verticales nettes terminés par des pointements arrondis.

Se rencontrent indifféremment dans le granite et dans le gneiss, mais semblent plus fréquents dans cette dernière roche.

III. Formes cristallines nettes terminées par des pointements aigus ou surbaissés.

Des variations dues à la prédominance de telle ou telle facette semblent être constantes dans certains massifs; elles pourront sans doute servir à les différencier entre eux.

IV. Zircons à nombreuses inclusions et zircons zonés.

V. Prismes courts terminés par des pointements réguliers souvent peu transparents, dont la longueur varie entre 1,5 et 3 fois la largeur.

Ces types IV et V sont à peu près également répartis dans les roches éruptives et les roches cristallophylliennes.

VI. Zircons informes, prisme parfois contourné, sans pointement, contour ovale ou même circulaire, avec ou sans inclusions.

Assez fréquents dans le granite où leur proportion atteint, en moyenne, 15 à 16 pour 100.

Mais beaucoup plus nombreux dans les roches cristallophylliennes où leur proportion atteint en moyenne 40 pour 100.

Von Chrustschoff (²), qui avait signalé la présence dans le gneiss de zircons en grains arrondis, avait en outre distingué deux formes spéciales (³) : l'une ayant un contour elliptique allongé avec une grosse inclusion centrale; l'autre un contour de même genre, mais plus rectiligne avec de nombreuses facettes et des inclusions. Et il considérait ces deux manières d'être comme appartenant en propre aux gneiss et aux « roches archaïques analogues ».

(¹) Von Chrustschoff, *Ueber einen eigemthümlichen Einschluss in Granitporphyr von Beucha* (*Min. u. petr. Mitth. Tschermak*, 7, 1886, p. 187).

(²) Von Chrustschoff, *Beitrag zur Kenntniss der Zirkone in Gesteinen* (*Min. u. petr. Mitth. Tschermak*, 7, 1886, p. 423-441). — Voir aussi L. Cayeux, *Introduction à l'étude pétrographique des roches sédimentaires*, Paris, Imp. Nat., 1916, p. 289.

(³) L. Cayeux, *loc. cit.*, pl. XVII, nᵒˢ 36 et 37.

Or ces deux formes qui existent bien dans le gneiss existent aussi dans de nombreux granites (Massifs de Fougères, Bonnemain, Becherel, Huelgoat, etc.) et ne peuvent donc caractériser les roches cristallophylliennes.

VII. Les cristaux brisés sont fréquents dans toutes les arènes, de même que les éclats de forme anguleuse.

La tourmaline jaune brun clair, polychroïque en brun foncé, s'observe sous trois formes principales :

I. Éclats informes avec nombreuses inclusions.

II. Fragments de prismes avec un seul pointement ou sans pointement.

Ces deux types existent à la fois dans les roches éruptives et cristallophylliennes, le deuxième avec une légère prédominance dans ces dernières.

III. Prismes terminés par deux pointements surbaissés. Cette forme est beaucoup moins commune dans le granite que dans le gneiss.

Tourmalines ferro-manganésiennes. — Incolores ou légèrement bleutées avec un polychroïsme intense en bleu foncé.

Habituellement en fragments de prismes, parfois en éclats informes.

Cette variété est plus commune dans les roches granitiques que dans les roches cristallophylliennes.

Conclusions. — Les quelques remarques énoncées plus haut sur les différents aspects que prennent deux minéraux très communs, suivant qu'ils proviennent des granites et granulites ou des gneiss et micaschistes, pourront donner des indications utiles dans la recherche de la roche mère d'un sédiment; elles seront dans certains cas heureusement complétées par l'examen des minéraux caractéristiques des roches cristallophylliennes : Disthène, Staurotide, etc.

GÉOLOGIE. — *La terminaison occidentale du Massif de l'Arize et la structure des couches secondaires des environs de Saint-Girons (Ariège).* Note [1] de M. **Marcel Casteras**, présentée par M. L. Cayeux.

Les feuilles géologiques de Foix et de Bagnères-de-Luchon au $\frac{1}{80000}$ figurent le massif de l'Arize comme flottant sur les terrains secondaires des environs de Saint Girons. Ceux-ci y sont découpés en deux séries : l'une, aux abords immédiats de Saint-Girons, est considérée comme profonde; l'autre, qui correspond au revêtement secondaire du massif de Castillon, serait superposée à la précédente suivant le chevauchement de Surroque.

---

[1] Séance du 22 mai 1929.

L'étude de ce territoire soulève donc deux problèmes : celui de la situation du massif de l'Arize et celui de la signification exacte du chevauchement de Surroque.

1° Après avoir suivi minutieusement sa terminaison occidentale, je conclus à *la plongée du massif de l'Arize sous les couches secondaires des environs de Saint-Girons.*

A l'appui de cette position profonde du massif hercynien parlent toutes les observations de détail. J'insiste sur une première disposition typique, celle réalisée dans la vallée d'Alos, en aval de ce village. La surface de contact avec les terrains secondaires, traversant à peu près normalement une vallée assez profonde, s'infléchit dans l'ensemble très fortement vers l'amont, c'est-à-dire vers l'extérieur du massif de l'Arize, en montrant, au fond du thalweg, les schistes siluriens qui s'enfoncent vers l'Ouest sous la couverture secondaire du massif de Castillon. Je signale en outre l'inflexion tout à fait caractéristique vers l'aval du contour du massif de l'Arize à la traversée du Salat en face d'Eycheil, de même que la coupe de Mondette qui montre la superposition des couches secondaires de Sammura au Permo-Trias d'Herré et aux schistes de Mondette.

2° Considérons maintenant la structure propre de la couverture commune aux massifs de l'Arize et de Castillon.

Ce revêtement posthercynien apparaît au nord de Soueix dans le prolongement de l'une des étroites bandes synclinales qui courent entre Oust et Massat et qui, ainsi que je l'ai précédemment écrit (1), ont été plissées avant le dépôt transgressif du Crétacé supérieur, pour être reprises avec lui lors d'une deuxième phase orogénique. Ces terrains secondaires sont disposés suivant un synclinal représenté ici seulement par son flanc sud et pincé verticalement entre les deux massifs primaires. Vers l'Ouest le synclinal se couche progressivement sous l'avancée du massif de Castillon, de sorte que, lorsqu'il atteint la vallée d'Alos, il est déversé à 45° au Nord-Est sur le massif de l'Arize. *La couverture du massif de Castillon s'est couchée sur l'Arize.*

Vers le Nord-Ouest, le synclinal considéré va se compléter, d'une part dans son axe, par des marnes albiennes qui apparaissent à Atès et se poursuivent sous la crête de Surroque vers Montfaucon et Moulis, d'autre part par l'apparition de son flanc nord, jusque-là étiré. Celui-ci, déjà représenté sur la rive gauche de la rivière d'Alos par un petit affleurement

(1) *C. R. Somm. Soc. Géol. France*, 4e série, 28, 1928, p. 133.

de dolomie jurassique et de Lias, manque à nouveau en face d'Atès, où les couches crétacées reposent directement sur le Permo-Trias de l'Arize suivant une surface de décollement. Mais plus au Nord tous les termes apparaissent. Ceux-ci vont s'étaler largement au sud de Saint-Girons en même temps qu'ils changent brusquement de direction et passent au Nord-Est pour envelopper la terminaison du massif de l'Arize.

Ainsi, sur la rive droite du Lez, les couches secondaires se disposent suivant un vaste synclinal couché à 45° vers le Nord-Est, et l'axe albien de ce synclinal est chevauché par les calcaires urgoniens de la crête du Surroque. *Il serait, à l'origine, préférable de parler d'un pli couché pour l'accident de Surroque.*

Le flanc sud du synclinal se complique vers le Nord-Ouest. Dès avant Moulis, à l'ouest du Tuc de la Jugnède, on constate l'étirement total de l'Urgonien; puis on note l'apparition, entre Jouan et la vallée du Lez, de plusieurs axes anticlinaux triasiques. Le faisceau de plis, qui résulte de cette seconde disposition, s'étale largement sur la rive gauche du Lez de part et d'autre des affleurements crétacés de la Forêt de Larroque et du Tuc de Castérot; on obtient ainsi deux branches, l'une à l'Ouest dans la direction de Balaguères, l'autre au Nord vers Montégut et Montgauch.

Nous ne suivrons que le rameau oriental de cette digitation. Vers le Nord, devenu complètement indépendant du massif de Castillon, l'étirement frontal de Surroque s'accentue et, progressivement, la dolomie de Moulis et la série liasique du château de las Tronques disparaissent, de sorte que le Trias de Montégut repose directement sur les couches albiennes de l'axe du synclinal. A l'ouest du Trias de Montégut, se détache un anticlinal, indiqué par de l'Urgonien au milieu des marnes albiennes; mais ce nouvel accident s'ennoie rapidement vers le Nord, sans atteindre le col situé au sud de Costensac. Quant à l'affleurement de Trias, il se continue plus au Nord, à l'est de Costensac, par une longue traînée ophitique; celle-ci coupe la route de Cazavet vers la cote 488 et se termine au village de Montgauch, accompagnée d'un affleurement de Trias gypseux, au sein d'une série albienne isoclinale, d'abord couchée vers le Nord-Est, mais qui se relève progressivement jusqu'à la verticale. Momentanément ennoyé sous l'Albien, cet axe anticlinal se surélève de nouveau au nord de Cazavet où surgissent, au milieu d'une puissante série crétacée, les pointements d'ophite et de Trias de Prat.

C'est à une sorte de *dualité tectonique* qu'est due la complexité structurale de toute la région considérée. En avant de la zone axiale, le massif de

l'Arize a la même position profonde que celui de Castillon. Le revêtement sédimentaire commun aux deux massifs affecte l'allure d'un grand synclinal qui s'est couché sur le massif de l'Arize. Mais la série secondaire, en partie décollée sur la partie profonde, montre, en opposition à l'allure massive en plis de fond de l'Arize et du Castillon, divers accidents de détail d'un type habituel dans les plis de couverture : pli couché de Surroque, étirement du Tuc de la Jugnède, chevauchement de Montégut, décollement d'Atès, accident triasique de Montgauch.

BOTANIQUE. — *Sur une forme ancestrale de l'Arachide cultivée.* Note de M. **Auguste Chevalier**, présentée par M. H. Lecomte.

L'importance que présente l'amélioration de l'arachide dans notre colonie du Sénégal où cette plante donne lieu à une production de près de 500000 tonnes de gousses sèches d'une valeur, lorsque l'huile est manufacturée, de plus d'un milliard de francs, nous a amené à réunir et à étudier diverses formes du genre *Arachis*, cultivées ou spontanées dans le monde.

L'une d'elles, reçue récemment de Bahia au Brésil, et dont nous devons l'envoi à l'obligeance de M. Grégorio Bondar, est particulièrement intéressante, car elle paraît constituer un des types sauvages qui, croisé avec d'autres formes, a donné naissance par hybridation aux multiples races d'arachides cultivées.

Dès 1855, A. de Candolle présumait une origine brésilienne de l'arachide et il reconnaissait avec Bentham « qu'elle est peut-être une forme dérivée d'une des six autres espèces du genre spontanées au Brésil. C'est assez probable, ajoutait-il plus tard, sinon on l'aurait trouvée sauvage au Brésil dans le même état que la plante cultivée, si cette dernière n'était pas un produit de la culture ». Effectivement, certains botanistes ont admis que les arachides cultivées pouvaient dériver de *Arachis prostrata* Benth. ou de la variété *villosa* Benth.

Cette hypothèse nous paraît devoir être rejetée pour la raison que ces deux plantes ont des caractères botaniques spéciaux et qu'elles sont nettement vivaces. Elles ont pu, à la rigueur, jouer un rôle dans la formation de certaines races, mais une autre forme plus rapprochée de *A. hypogæa* est intervenue.

Cette plante, récoltée par M. Bondar sur les terrains sablonneux de l'État de Bahia, et que nous nommons *Arachis hypogæa* L. sub-sp. *A. sylvestris*

A. Chev., a les plus grandes analogies avec les variétés d'arachides cultivées à port couché (formes pleurotropes) et à tiges et feuilles hirsutes. Elle est seulement beaucoup plus grêle dans toutes ses parties. Dans l'appareil végétatif nous n'observons aucune différence essentielle. La racine grêle et les tiges molles, très villeuses, semblent bien annuelles. Les folioles largement elliptiques sont velues sur les deux faces et ciliées sur les bords jusqu'à un âge avancé. C'est seulement dans la forme et l'organisation du fruit que nous trouvons des caractères séparant notre *A. sylvestris* des formes cultivées.

Ce fruit est porté par un long gynophore qui peut atteindre comme dans certaines variétés cultivées 10 à 15cm de long. Le jeune ovaire est glabre, cylindrico-conique, terminé par un long style persistant recourbé dans la moitié supérieure. Au fur et à mesure que le fruit grossit, il s'épaissit à la base, prend une forme conique, se termine en long bec aplati, atténué en pointe obtuse. En même temps il se couvre d'un feutrage de poils qui persistent par place jusqu'à l'état adulte et retiennent ordinairement de fins grains de sable agglutinés sur l'exocarpe lisse.

Le fruit mûr est conique et mesure 12 à 18mm de long y compris le long bec aplati; le péricarpe, remarquablement mince, mesure à peine 0mm,2 d'épaisseur, alors qu'il atteint le plus souvent de 1 à 3mm d'épaisseur dans les variétés cultivées; il ne présente pas de crêtes ni de réticules comme dans les variétés cultivées, mais dix sillons très fins s'étendant de la base du style à un petit disque basal saillant au milieu duquel s'insère le gynophore.

Cette gousse indéhiscente ne renferme qu'une petite graine oblongue, pointue, de $10^{mm} \times 4^{mm}$ avec un tégument saumon clair.

En résumé la mise en culture de l'arachide a eu pour effet de développer la taille du fruit et de la graine et aussi d'accroître considérablement l'épaisseur du péricarpe dans les variétés cultivées. Dans celles-ci le mésocarpe est formé d'un tissu lacuneux très développé qui enmagasine l'eau pendant les pluies pour l'utiliser pendant les grandes sécheresses, ce qui permet à certaines variétés de prospérer dans les régions à climat sénégalais où les journées de pluies sont parfois peu nombreuses, même en hivernage. La plante a ainsi pris des caractères de xérophilie plus accusés. Ce mésocarpe épaissi protège en outre la graine contre les déprédations de certains insectes.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les échanges d'ions entre cellules de levures et solutions de chlorure d'ammonium.* Note (1) de M. **Paul Genaud**, présentée par M. Molliard.

Le lavage à l'eau distillée d'une levure de vin cultivée au laboratoire, ou d'une levure pressée pour boulangerie, n'entraîne que des quantités indosables de matières salines. Si on lave au contraire la levure vivante avec une solution de $Cl\,NH^4$, on observe les faits suivants :

1° La concentration en ions Cl ne varie pas aux erreurs d'expérience près ;

2° La concentration n en ions NH^4 de la solution diminue de n_0 à n_1 d'une quantité indépendante en première approximation des quantités de levure et de solution mises en présence (constante de $\frac{n_1}{n_0}$, et de $n_0 - n_1$ pour une même valeur de n_0);

3° Il apparaît dans la solution des ions K et Ca en quantité telle que la somme des deux ions soit, aux erreurs expérimentales près, équivalente à la quantité d'ion NH^4 disparue, $(n_0 - n_1)$ est à peu près égal à (K) — (Ca);

4° Si l'on fait l'analyse des substances minérales contenues dans la levure, avant et après lavage par la solution de $ClNH^4$, on constate que la teneur en K et en Ca de la levure a diminué d'une quantité sensiblement égale à la quantité d'ions K et Ca apparue dans la solution.

Ces expériences se font à pH 7, et le pH ne varie sensiblement pas au cour du lavage, dont la durée n'atteint pas une heure.

Voici l'étude des équilibres ioniques dans les solutions ; toutes les concentrations sont exprimées en cent-millièmes d'ion-gramme par litre de solution ; la molécule de Ca compte pour 2 ions.

Rapport. Solution. Levure.	(NH^4) Initiale n_0.	(NH^4) Finale. n_1.	$\frac{n_1}{n_0}$.	$n_0 - n_1$.	(K).	(Ca).	(K) — (Ca).	$\frac{(K)}{n_1}$.	$\frac{(Ca)}{n_2}$.
5......	1000	938	0,94	62	64	22	86	0,065	0,023
10......	»	938	0,94	62	59	20	79	0,063	0,021
50......	»	828	0,93	72	47	25	72	0,051	0,027
5......	2000	1812	0,90	188	106	60	166	0,059	0,033
10......	»	1780	0,89	220	90	60	150	0,051	0,034
25......	»	1840	0,92	160	66	60	145	0,036	0,033
5......	4000	3640	0,91	380	170	280	450	0,047	0,077
10......	»	3640	0,91	360	140	250	390	0,039	0,069
50......	»	3700	0,92	300	120	200	320	0,032	0,054

(1) Séance du 22 mai 1929.

Voici la comparaison entre les quantités en valeurs absolues dont a varié la composition de la levure et la composition de la solution toujours en cent-millièmes d'ion-gramme. (Après les résultats d'analyse est indiquée l'erreur probable, en fonction de la méthode analytique employée.)

Variation de composition de :	K.	Ca.	K + Ca.	NH^4.
Levure (100^g frais)	-162 ± 16	-85 ± 2	247 ± 18	
Solution $\left(1^l\ ClNH^4\ \frac{M}{100}\right)$	154 ± 3	$+85 \pm 2$	$+239 \pm 5$	-250 ± 20

Ces données numériques confirment, en les généralisant et en les précisant, la notion d'un déplacement réversible d'une partie des substances basiques contenues dans la cellule, notion publiée ici même par M. Henri Devaux en 1916 [1], la cellule vivante est donc en équilibre minéral mobile avec le milieu ambiant, et sa composition minérale varie, dès que la composition du milieu varie. Le fait essentiel qui ressort de nos recherches est que la cellule vivante se comporte comme un sel inerte insoluble, dont l'anion est toujours insoluble, et dont les cations s'échangent partiellement contre les cations de la solution.

Une cellule de levure peut être assimilée à ce point de vue à un protéinate insoluble de K et de Ca ou à une surface de verre [2]; L. Genevois a montré, en 1925 [3], que la loi d'action de masse permettait de prévoir, dans un pareil cas, que l'équilibre était atteint, lorsque le rapport de la concentration finale à la concentration initiale de l'ion apporté par la solution $\left(\frac{n_1}{n_0}\right)$ atteignait une valeur fixe, quel que soit le volume de la solution. Ce rapport $\frac{n_1}{n_0}$ est indépendant de la concentration initiale, lorsque les ions qui s'échangent ont même valence; il croît avec la concentration lorsque l'ion de la solution a une valence inférieure à l'ion déplacé du précipité : l'ion NH^4 doit déplacer d'autant plus d'ions Ca que la concentration de la solution en ions NH^4 est plus élevée.

L'expérience vérifie ces prévisions. La loi d'action de masse est donc susceptible de rendre compte des équilibres entre une cellule vivante et la solution minérale où elle baigne.

---

(1) Henri Devaux, *Comptes rendus*, **162**, 1916, p. 561.

(2) H. Devaux et E. Aubel, *L'adsorption des ions par le verre* (*P.-V. Soc. Sc. phys. Bordeaux*, 1925-1926, p. 183).

(3) L. Genevois. *Sur les échanges d'ions* (*P.-V. Soc. Sc. phys. Bordeaux*, 1925-1926, p. 22).

AGRONOMIE. — *Influence d'un engrais complet sur la pression osmotique chez quelques plantes agricoles. Action spéciale des engrais potassiques.* Note [1] de MM. **E. Blanchard** et **J. Chaussin**, présentée par M. A. Desgrez.

L'un de nous [2] a montré l'influence *d'un engrais complet* sur la pression osmotique du milieu intérieur du blé, au cours du développement.

Dans la présente étude, nous avons étendu nos recherches à l'avoine et à la betterave. Puis, en vue de dissocier l'influence des engrais potassiques (sylvinite et KCl), nous avons expérimenté en grande culture sur le blé et sur l'avoine.

La pression osmotique, mesurée par le Δ cryoscopique du milieu intérieur de la plante, a été déterminée en utilisant la méthode du bouillon de L. Lapicque [3], consistant à traiter, dans des conditions définies, le tissu par l'eau bouillante.

Nous avons également déterminé : le poids sec du tissu, l'extrait sec de la partie soluble, ses cendres et le poids moléculaire moyen des substances solubles.

1° Expériences effectuées au Parc Saint-Maur (champ d'expériences du Laboratoire de Physiologie générale de la Sorbonne) sur l'avoine et la betterave (distillerie).

Action d'un engrais complet (nitrate de soude, superphosphate de chaux et sulfate de potasse, dose forte).

Les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

---

(1) Séance du 13 mai 1929.

(2) J. Chaussin, *Étude du milieu soluble et des tissus insolubles au cours du développement du blé. Influence d'un engrais minéral complet* (*Comptes rendus*, **179**, 1924, p. 1195), et *Annales de la Science agronomique française et étrangère*, **42**, 2e fascicule, mars-avril 1925, p. 124).

(3) L. Lapicque et J. Chaussin, *Sur les méthodes de mesure de la concentration moléculaire globale dans les tissus végétaux* (*C. R. Soc. Biologie*, **91**, 12 juillet 1924, p. 463).

TABLEAU I.

Plantes étudiées.	Δ cryoscopique avec engrais.	Δ cryoscopique sans engrais.	Cendres pour 100 d'extrait avec engrais.	Cendres pour 100 d'extrait sans engrais.	Poids moléculaire moyen avec engrais.	Poids moléculaire moyen sans engrais.	Poids sec pour 100 de poids frais avec engrais.	Poids sec pour 100 de poids frais sans engrais.
Jeune avoine, plante entière, 23 mai	0°,91	0°,87	33,8	28,4	112,25	121,67	13,70	15,75
Avoine feuilles, 9 juin	1,16	1,05	32,1	20,7	118,71	159,8	19,6	19,6
Avoine feuilles, 26 juin (temps très chaud)	1,26	1,04	25,1	19,7	164,26	173,30	22,2	24,0
Betterave distillerie, feuilles, 19 juin	0,82	0,80	18,96	20,00	131,55	131,18	11,80	12,5
Betterave distillerie, racines, 19 juin	0,99	0,90	4,74	6,09	235,5	225,71	14,8	13,11

TABLEAU II. — *Influence particulière due aux engrais potassiques* (essais en grande culture).

Plante cultivée (plante entière).	Δ.	Cendres pour 100 d'extrait.	Poids moléculaire moyen.	Poids sec pour 100 poids frais.	Rendement (grains).
M. LAUREAU (à la Martinière) :					
Blé (parcelle témoin)	1°	24,76	154,1	20,70	1600^{kg}
Blé (avec 1000^{kg} sylvinite en mars)	1,04	–	142,0	18,70	2500
Blé (avec 1000^{kg} KCl en mars)	1,13	36,41	164,8	19,86	2950
M. Camille BENOIST (à Orgerus) :					
Avoine témoin	1,05	22,05	156,6	15,00	2125
Avoine (900^{kg} KCl en mars)	1,09	26,09	111,6	13,2	3150

Nota. — Pour le blé (M. Laureau), le superphosphate et le nitrate ont été enfouis au cours du labour d'automne sur toutes les parcelles, y compris la parcelle témoin, et en mars les engrais potassiques ont été ajoutés en couverture. Pour l'avoine l'engrais potassique a été ajouté seul à la semaille.

L'examen du Tableau I montre pour l'avoine une augmentation du Δ cryoscopique, du même ordre de grandeur que celle obtenue par l'un de nous (*loc. cit.*) dans les mêmes conditions sur le blé, sur le même terrain.

La plus grande quantité de cendres pour 100 d'extrait du suc intérieur, et la diminution du poids moléculaire moyen de celui-ci, indiquent que cette augmentation est due, au moins pour partie, aux sels minéraux qui ont pénétré dans la plante du fait des engrais.

Pour la betterave l'augmentation du Δ de la feuille est peu marquée, et la composition des sucs apparaît peu différente avec et sans engrais; mais, pour la racine la différence entre les Δ est plus manifeste : la considération du pour 100 de cendres dans l'extrait et du poids moléculaire moyen indiquent l'influence des réserves organiques.

Le Tableau II fait ressortir que l'action spéciale des engrais potassiques (sylvinite et KCl) sur le blé et sur l'avoine détermine une augmentation du Δ cryoscopique due, au moins pour partie, à une plus forte minéralisation. Les détails seront donnés dans un Mémoire.

Conclusion. — Le développement plus rapide d'un certain nombre de plantes agricoles sous l'action des engrais coïncide avec une plus forte pression osmotique dans le milieu intérieur, et les engrais potassiques (sylvinite et KCl) ont, dans cette influence, une action manifeste.

CYTOLOGIE. — *Le chondriome actif de la cellule animale et le phénomène de pachynèse.* Note de M. **Maurice Parat**, présentée par M. F. Mesnil.

Nombre d'auteurs ont affirmé que la zone occupée dans la cellule animale par l'appareil de Golgi est libre de tout chondriome; j'ai montré au contraire antérieurement [1] que dans la plupart des cellules animales cette zone était *aussi riche*, sinon *plus riche*, en chondriome que n'importe quelle autre région cytoplasmique. Ce chondriome peut, dans une mesure variable avec le mode d'imprégnation et la catégorie de cellules auxquelles on a affaire, participer à la formation de l'artefact connu sous le nom d'appareil de Golgi. Certaines observations comme celles de Deineka, de Jordan, de Morelle, de Benoît, de Tschassownikow sont en parfait accord avec cette manière de voir. Ce chondriome, localisé dans la zone du cytoplasme la plus active au point de vue des élaborations (Sagouchi, Nassonov, Bowen, Morelle), joue certainement un rôle catalytique important dans ces dernières; il m'a donc en conséquence paru mériter le nom de *chondriome actif*, terme qui rappelle en même temps certaines analogies qu'il présente avec le chondriome décrit sous le même nom par Guilliermond et ses élèves dans la cellule végétale. Le chondriome en question possède, dans la plupart des cellules somatiques, des caractères morphologiques identiques à ceux du chondriome ordinaire; avec Marguerite Parat [2], nous avons montré cepen-

(1) *Arch. d'Anat. microsc.*, 24, 1928, p. 73-357.
(2) *C. R. de la Soc. de Biol.*, 99, 1928, p. 1950.

dant qu'il différait de ce dernier par sa richesse plus grande en lipoïdes. Mais, dans les cellules sexuelles, ce n'est pas seulement par ce caractère que ce chondriome diffère du chondriome ordinaire, c'est aussi morphologiquement, la taille de ses éléments (*lépidosomes*) étant souvent plus considérable que celle des autres chondriosomes. *Cette différence s'accuse progressivement* à partir de la spermatogonie, ainsi que Fauré-Fremiet, E. Gambier, moi-même, l'avons mis en évidence; nous avons reconnu avec E. Gambier que, chez la Notonecte, on peut — ce qui a échappé à Voinov — trouver tous les intermédiaires entre des chondriosomes en tout semblables aux chondriosomes ordinaires de la spermatogonie et les *lépidosomes* de la spermatide.

Au cours de ce processus, les chondriosomes actifs des cellules sexuelles, les *lépidosomes*, subissent une hypertrophie notable par accumulation de substances lipoprotéiques, ils deviennent littéralement obèses; leur aspect rappelle d'ailleurs celui qui a été décrit dans la cellule végétale, lors de la formation des plastes. Leur périphérie paraît, sur le vivant et sur pièces fixées, beaucoup plus sombre que leur partie centrale; celle-ci est à peu près incolore par les techniques lipoïdiques et se colore en orange par la technique de Volkonsky, alors que la périphérie garde fortement les colorants des lipoïdes et se teint violemment en rouge par la technique mitochondriale précitée. Les sphérules, les croissants ou les raquettes ainsi formés ressemblent étrangement, mais en plus volumineux, à des chondriosomes ordinaires altérés, vésiculisés. Il ne s'agit cependant pas d'une vésiculisation, puisque, j'y insiste, on a affaire à une transformation morphologique consécutive à une accumulation de lipo-protéiques et que cet aspect est visible sur le vivant, sans coloration, dans les meilleures conditions d'observation. Or, la Cytologie ne dispose d'aucun terme pour désigner cet aspect, voisin à première vue de la vésiculisation, mais en différant essentiellement par sa nature physiologique et par sa genèse. Je proposerai, pour désigner cet état, le terme *pachynétique*, la *pachynèse* (de παχύνω = épaissir) étant le processus qui aboutit à transformer un chondriosome, souvent assez semblable à ses voisins, en un élément nettement plus épais, littéralement obèse et, partant, morphologiquement différent de ses congénères à des degrés variés et variables. De tels chondriosomes pachynétiques (*lépidosomes*) ont pu être pris à tort par différents auteurs (Gatenby, Bowen, Avel, Voinov, Hirschler, etc.) pour des corps de Golgi (dictyosomes) alors que d'autres (Von La Valette Saint-Georges, Champy, Fauré-Fremiet, Karpova, Parat et Painlevé, E. Gambier) en ont nettement reconnu l'origine et la nature

mitochondriales. Ajoutons qu'il se pourrait que l'appareil parabasal des Flagellés et le *stigma* des Euglènes fussent, eu égard à leurs caractères microchimiques (Duboscq et Grassé, Grassé, Mangenot), les homologues de ce chondriome actif pachynétique.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur quelques propriétés pharmacologiques de l'alcaloïde du* Banisteria Caapi. Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Charles Richet.

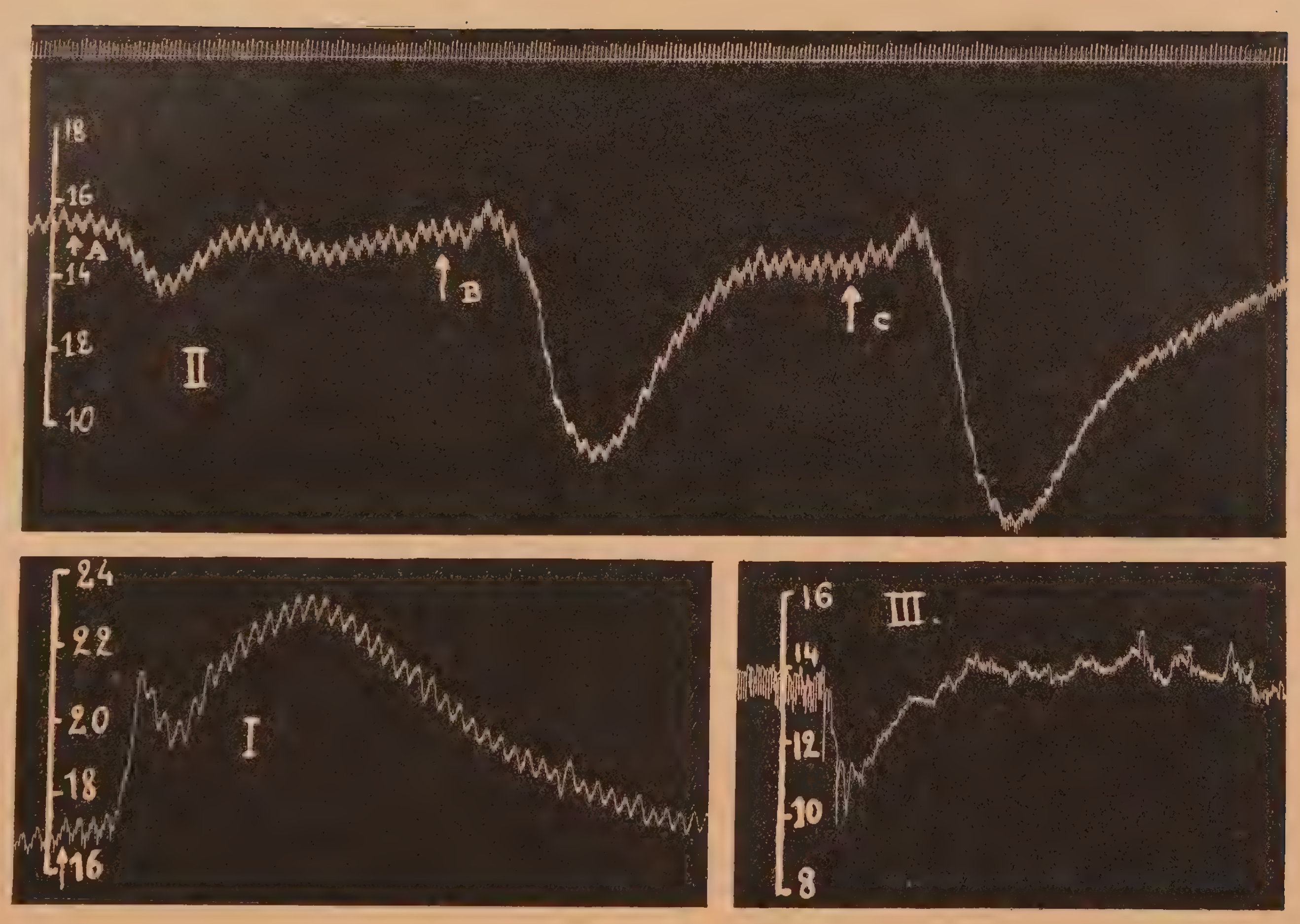
Avec notre maître M. Perrot, nous avons montré que, comme l'Aya Huasca, le Yajé, cette plante colombienne à laquelle on avait attribué des propriétés psychologiques curieuses, appartient à la famille des Malpighiacées et doit être identifiée avec le *Banisteria Caapi* Spruce ou avec une espèce voisine. De cette plante, nous avons pu extraire, à l'état de pureté, plus de 20^g d'un alcaloïde qui en est le principe actif essentiel. Cet alcaloïde avait d'ailleurs été déjà préparé par Cardenas qui lui avait donné le nom de *télépathine* et par Villalba qui, sans motif valable, avait substitué à cette dénomination celle de *yajéine*. Depuis lors, Lewin a isolé de l'Aya Huasca un alcaloïde identique à la télépathine, mais qu'il a cru devoir désigner sous le nom nouveau de *banistérine*.

D'autre part, pour Elger, la télépathine ne se distinguerait pas de l'harmine, alcaloïde du *Peganum Harmala*, cependant que pour Rumpf et Wolfes la banistérine serait, elle aussi, identique à l'harmine.

L'identité de la télépathine, de la yajéine et de la banistérine ne nous paraît pas douteuse, mais nous pensons que celle de ces alcaloïdes et de l'harmine, bien que très vraisemblable, exige encore de nouvelles recherches.

Quoi qu'il en soit, Beringer ayant récemment montré que la banistérine peut être utilisée dans la thérapeutique neurologique, nous avons cru utile de faire connaître quelques-unes des propriétés pharmacologiques de la télépathine que nous avions jadis préparée.

Chez le chien anesthésié par le chloralose, l'injection intraveineuse rapide de télépathine provoque une hypotension qui, déjà manifeste à la dose de 1^{mg} par kilogramme, atteint de 6 à 7^{cm} de Hg à la dose de 4^{mg} par kilogramme. Cette hypotension, qui subsiste chez l'animal décérébré et qui se produit aussi bien chez le chien vagotomisé que chez celui dont les pneumogastriques n'ont pas été sectionnés, aussi bien sur l'animal soumis à la respiration artificielle que sur celui qui respire spontanément, n'est pas d'origine vagale puisqu'elle n'est pas modifiée par l'atropination préalable (2^{mg} par kilogramme). L'hypotension produite par les doses faibles (1-2^{mg} par kilogramme) n'est pas d'origine cardiaque car ces doses n'ont pas d'effet inotrope ou chro-



Chien de $8^{kg},500$, anesthésié par le chloralose (12^{cg} par kilogramme), ayant ses vagues coupés et soumis à la respiration artificielle. — Enregistrement de la pression carotidienne par le manomètre à mercure. — En A, injection de $8^{mg},50$; en B, de 34^{mg}; en C, de 34^{mg} de chlorhydrate de télépathine. — En I, effets de 2/100 de milligramme d'adrénaline avant la télépathine; en III, effets de la même dose d'adrénaline après la télépathine. — Temps en secondes. — Tracé en grandeur naturelle.

notrope négatif. Par contre les doses fortes ralentissent le rythme cardiaque, mais il a fallu, chez l'animal soumis à la respiration artificielle, $147^{mg},69$ par kilogramme pour produire l'arrêt définitif du cœur.

L'injection lente et continue de yajéine provoque aussi de l'hypotension, mais, dans ce cas, la pression baisse lentement et progressivement.

Aux doses faibles (4^{mg} par kilogramme), la télépathine, ralentit le rythme respiratoire; mais, aux doses fortes (12-20^{mg} par kilogramme), elle l'accélère.

L'action hypertensive des doses moyennes d'adrénaline ($\frac{2-5}{100}$ de milligramme) est supprimée et parfois même inversée par l'administration préalable de 10 à 12^{mg} de télépathine par kilogramme. Ce phénomène paraît être d'origine cardiaquc et non vasculaire car, même après injection de 24^{mg} par kilogramme, les effets vaso-constricteurs rénaux de l'adrénaline ($\frac{2-5}{100}$ de milligramme, ne sont pas modifiés.

La télépathine n'a pas d'effet apparent sur le vague. Après administration de 18 et même de 33^{mg} de cet alcaloïde par kilogramme, les effets cardiaques de l'excitation électrique du vague au cou et de l'injection intraveineuse d'acétylcholine ne sont pas modifiés.

La télépathine, aux doses de 2-10^{mg} par kilogramme, provoque une inhibition assez durable des contractions intestinales.

A 15^h45^m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section de Mécanique, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante dans la Section de Mécanique par le décès de M. *J. Boussinesq* :

En première ligne. . . . . M. **Émile Jouguet**.

En seconde ligne, ex æquo par ordre alphabétique . . . . MM. **Eugène Bertrand de Fontviolant**, **Prosper Charbonnier**, **Alfred Liénard**, **Henri Villat**.

L'Académie ajoute à cette liste le nom de M. **Jules Drach**.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

La séance est levée à 17^h.

E. P.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MARS 1929 (*suite et fin*).

Nice-Coni. Section française. Ligne de Nice à la frontière d'Italie et embranchement de Vintimille, P.-L.-M., octobre 1928; 1 fasc. 26^{cm},5 × 37^{cm},5. (Présenté par M. Séjourné.)

Cet opuscule présente l'intérêt nouveau d'expliquer par quelles causes dynamiques un croiseur, notamment, utilise dans sa translation en mer calme, au profit de sa vitesse, une part de sa force motrice d'autant plus grande que son tonnage est moins grand, par F.-E. FOURNIER. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1929; 1 fasc. 23^{cm}.

Les poissons des eaux douces d'Asie Mineure, par JACQUES PELLEGRIN. Mémoire publié dans le tome second et dernier du voyage zoologique d'Henri Gadeau de Kerville en Asie Mineure. Paris, J.-B. Baillière et fils, 1928; 1 fasc. 25^{cm},5. (Présenté par M. Bouvier.)

Le Bureau Veritas, Société internationale de classification de navires et d'aéronefs, 1828-1928, par PIERRE LE CONTE, le 23 juin 1928; 1 vol. 28^{cm},5.

Il. R. Istituto superiore agrario in Portici, 1872-1928. Spoleto, Panetto et Petrelli, 1928; 1 vol. 32^{cm}.

Weltkatastrophen der Erde, par A. SEBOLDT. Chez l'auteur à Halle (Saale), s. d. 1 fasc. 25^{cm},5.

Kometen über uns, par A. SEBOLDT. Halle, Schmidt et Erdel, 1928; 1 fasc. 25^{cm},5.

Mathematical and physical papers, par JOSEPH LARMOR. Cambridge, University Press, 1929; 2 vol. 27^{cm}.

Précis de Zoologie, par AUG. LAMEERE. Tome I. Paris, Doin et Cie, 1929; 1 vol. 26^{cm},5.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES D'AVRIL 1929.

Leçons sur les équations linéaires aux différences finies, par N. E. NORLÜND, rédigées par RENÉ LAGRANGE in *Collection de Monographies sur la théorie des fonctions*. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1929; 1 fasc. 25^{cm},5.

Gustave Lambert. Ses travaux. Son projet de voyage au pôle Nord. Sa mort, par E. DOUBLET; extrait du *Bulletin de l'Observatoire de Lyon*. Trévoux, Patissier, 1929; 1 fasc. 24^{cm}.

Les helicidæ de la faune française, par LOUIS GERMAIN. Lyon, Joannès Desvigne et ses fils, 1929; 1 vol. 37^{cm},5. (Présenté par M. Louis Joubin.)

Proceedings of the third Pan-Pacific Science Congress Tokyo, 1926. Tokyo, National Research Council of Japan, 1928; 2 vol, 22cm,5.

Le cancer maladie des cicatrices, par Auguste Lumière. Paris, Masson et Cie, 1929; 1 vol. 21cm.

Ethnologie der Neu-Caledonier und Loyalty-Insulaner, par Fritz Sarasin. Munchen, C. W. Kreidel's Verlag, 1929; 1 vol. et un Atlas, 31cm,5. (Présenté par M. E.-L. Bouvier.)

Carte géologique du massif du mont Blanc (partie française), par Paul Corbin et Nicolas Oulianoff. *Les tines. Chamonix*. Saint-Maur-des-Fossés, G. Jacquart, 1928; 2 fasc. 21cm,5 et 2 planches, 40cm,5 × 56cm,5. (Présenté par M. Termier.)

The discovery of the rare Gases, par M. W. Travers, London, Edward Arnold et Cie, 1928; 1 vol. 25cm,5.

Œuvres géologiques de Marcel Bertrand, *recueillies par* Emm. de Margerie *et publiées sous les auspices de l'Académie des Sciences*. Tome II. Paris, Dunod, 1928; 1 vol. 25cm,5.

Physique industrielle. *Nouvelles études sur la chaleur*, par Ch. Roszak et M. Véron. Préface de M. Léon Guillet. Paris, Dunod, 1929; 1 vol. 25cm,5.

La structure de la lumière, par Sir J. J. Thomson, traduit par R. Fric. Paris, Albert Blanchard, 1929; 1 vol. 25cm.

Comparison of old and new triangulation in California, par William Bowie. Washington, Government printing office, 1928; 1 fasc. 23cm.

Le problème de la vie, par le Dr Chambas. Paris, Norbert Maloine, 1929; 1 vol. 19cm.

Traité de pharmacie chimique, par P. Lebeau et C. Courtois. Paris, Masson et Cie, 1929; 2 vol. 25cm,5. (Présenté par M. Béhal.)

Problèmes de statique graphique et de résistance des matériaux, par Louis Roy. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1929; 1 vol. 23cm.

Les secrets de notre atmosphère et les nuages, par Marcel Jobelot. Paris, Les Étincelles, s. d.; 1 vol. 18cm.

(*A suivre.*)

ERRATA.

(Séance du 13 mai 1929.)

Note de M. *Raymond-Hamet*, Applications pharmacologiques de la technique du rein transporté au cou.

Page 1311, ligne 14, *au lieu de* Par contre, l'hordinine, *lire* Par contre, à la dose de 1^{mg} par kilogramme, l'hordinine.

Page 1312, ligne 11, *au lieu de* enfin le sulfate de l'hordinine, *lire* enfin très vraisemblablement aussi le sulfate de l'hordinine.

(Séance du 27 mai 1929.)

Note de M. *Edmond Rouelle*, Les caractéristiques et la stabilité des circuits ferro-résonants (circuits oscillants comportant des bobines à noyaux de fer):

Page 1393, dernière ligne, *au lieu de* élément en série, *lire* élément série.

Page 1394, ligne 8, *au lieu de* le courant est déplacé, *lire* le courant est déphasé.